

Micromagnetismo en nanoestructuras de metales de transición con diferentes geometrías: circular, triangular y triangular de Reuleaux

M. I. José Jesús Torres Heredia

Tesis presentada para obtener el grado de
Doctor en Ciencias Aplicadas
opción en
Nanociencias y Nanotecnología



Departamento de Materiales Avanzados

IPICYT

San Luis Potosí, SLP., México

15 de Febrero del 2006

Dedicado

A mis padres: Elías y Ma. del Carmen

y

mis hermanos: Elías, María del Rocío y Jorge Luís

invierno del 2006, San Luís Potosí, Slp.



Instituto Potosino de Investigación Científica y Tecnológica, A.C.

Acta de Examen de Grado

COPIA CERTIFICADA

El Secretario Académico del Instituto Potosino de Investigación Científica y Tecnológica, A.C., certifica que en el Acta 015 del Libro Primero de Actas de Exámenes de Grado del Programa de Doctorado en Ciencias Aplicadas en la opción de Nanociencias y Nanotecnología está asentado lo siguiente:

En la ciudad de San Luis Potosí a los 15 días del mes de febrero del año 2006, se reunió a las 12:00 horas en las instalaciones del Instituto Potosino de Investigación Científica y Tecnológica, A.C., el Jurado integrado por:

Dr. Humberto Terrones Maldonado	Presidente	IPICYT
Dr. Sergio Díaz Castañón	Secretario	Universidad de la Habana
Dr. Emilio Muñoz Sandoval	Sinodal	IPICYT
Dr. Florentino López Urías	Sinodal	IPICYT

a fin de efectuar el examen, que para obtener el Grado de:

**DOCTOR EN CIENCIAS APLICADAS
EN LA OPCIÓN DE NANOCIENCIAS Y NANOTECNOLOGÍA**

sustentó el C.

José Jesús Torres Heredia

sobre la Tesis intitulada:

Micromagnetismo en nanoestructuras de metales de transición con diferentes geometrías: circular, triangular y triangular de Reuleaux

que se desarrolló bajo la dirección de:

Dr. Emilio Muñoz Sandoval
Dr. Florentino López Urías

El Jurado, después de deliberar, determinó

APROBARLO

Dándose por terminado el acto a las 13:53 horas, procediendo a la firma del Acta los integrantes del Jurado. Dando fé el Secretario Académico del Instituto.

A petición del interesado y para los fines que al mismo convengan, se extiende el presente documento en la ciudad de San Luis Potosí, S.L.P., México, a los 15 días del mes febrero de 2006.

L.C.C. Ivonne Lizette Cuevas Velez
Jefa del Departamento de Asuntos Escolares



Dr. Marcial Bonilla Marín
Secretario Académico

Micromagnetismo en nanoestructuras de metales de transición con diferentes geometrías: circular, triangular y triangular de Reuleaux

M. I. José Jesús Torres Heredia

Documento enviado para obtener el grado de Doctor en Ciencias Aplicadas
Enero-2006

Resumen

En este trabajo de tesis presentamos los resultados obtenidos mediante simulación micromagnética, usando el código Oriented MicroMagnetic Framework, en diferentes sistemas ferromagnéticos. En primer lugar presentamos el estudio sistemático en nanoanillos de hierro angostos de 80 nm de diámetro. En segundo lugar presentamos los ciclos de histéresis y las configuraciones magnéticas formadas en el proceso de inversión de la magnetización en tres figuras geométricas distintas, a saber, círculos, triángulos y triángulo de Reuleaux (TR) de hierro, cobalto, níquel y permalloy. Finalmente, presentamos el estudio de los estados magnéticos que se presentan en nanoanillos con forma de triángulo de Reuleaux con un grosor de 40 nm y diferentes valores de sus longitudes internas. Nuestros cálculos muestran que nanoanillos de hierro con espesores mayores de 120 nm forman configuraciones de zonas de espín antiferromagnéticas, donde en una zona los espines apuntan perpendicular al plano del nanoanillo y en la otra en sentido contrario. Además, encontramos que en triángulos de Reuleaux y triángulos equiláteros se forma un estado magnético que hemos denominado omega, debido a que sus espines forman una configuración que se asemeja a tal letra griega. En anillos de cobalto con forma de triángulo de Reuleaux encontramos estados nuevas configuraciones magnéticas en las que destacan las denominadas twisted, doble twisted y la que llamamos cardioide. Se hace una descripción detallada con sus conclusiones de caso estudiado.

Agradecimientos

Ni ustedes ni yo sabrían decir algo sobre lo que el futuro aguarda para mí, y realmente no me interesa, siempre que pueda conservar, como en efecto conservaré, el recuerdo del pretérito que ustedes me han dejado, nada podrá quitármelo.

,aicneic ne nóisap ritnes omoc sagid em oN
.aicneic ne nóisreva ritnes odeup omoc emid
ht2j

Índice general

. Dedicatoria	II
. Resumen	III
. Agradecimientos	IV
1. Introducción	1
. Bibliografía	11
2. Micromagnetismo	15
2.1. Introducción	15
2.2. Energía en un sistema ferromagnético	16
2.3. Energía de intercambio	17
2.4. Energía de anisotropía	18
2.5. Energía magnetoestática	20
2.6. Energía de Zeeman	21
2.7. El <i>software</i> OOMMF	21
. Bibliografía	24
3. Nanoanillos de hierro de 80 nm de diámetro	25
3.1. Introducción	25
3.2. Resultados	30
3.3. Conclusiones	49
. Bibliografía	50

4. Nanomagnetos: círculos, triángulos equiláteros y triángulos de Reuleaux	55
4.1. Introducción	55
4.2. Triángulo de Reuleaux	56
4.3. Método de cálculo	58
4.4. Resultados	59
4.5. Conclusión	74
. Bibliografía	76
5. Anillos triangulares de Reuleaux	81
5.1. Introducción	81
5.2. Construcción geométrica de Triángulos Reuleaux	83
5.3. Método de cálculo	83
5.4. Resultados	84
5.5. Conclusiones	102
. Bibliografía	103
. Apéndices	109
A. Micromagnetismo	109
A.1. Energía de un ferromagneto	109
A.1.1. Energía de intercambio	109
A.1.2. Energía magnetocristalina	112
A.1.3. Energía de Zeeman	114
A.1.4. Energía magnetoestática	115
A.1.5. Energía total	117
A.2. Estados de equilibrio en un ferromagneto	118
A.3. Ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert	122
B. Modelamiento computacional	124
B.0.1. Análisis Teórico	124
B.0.2. Ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert	125
B.1. Código público <i>OOMMF</i>	126
B.1.1. Detalles del modelo	126
B.1.2. Comparación entre la teoría analítica y el experimento	126

Índice general	VII
. Bibliografía	127
. Artículos	130

Índice de figuras

1.1. Imagen de microscopía de fuerza magnética (MFM) de un arreglo de puntos o cilindros de permalloy de $1\mu m$ de diámetro y 50 nm de espesor. (a) Evidencia de la existencia de una estructura de espines tipo vórtice con un núcleo magnetizado de manera perpendicular, como puede verse por el claro contraste de los polos magnéticos entre claro y oscuro. (b) Simulación MonteCarlo que muestra una estructura de espines con forma de <i>curling</i> que se obtiene en un punto de forma cuadrada. T. Shinjo <i>et al.</i> [38].	3
1.2. Un cilindro con una razón geométrica entre la longitud y su diámetro de 2.1; el diámetro del cilindro es igual a 3.6 veces el valor de la longitud de intercambio, en donde se muestra la formación de un estado tipo flor. C. A. Ross <i>et al.</i> [17].	4
1.3. Configuraciones micromagnéticas que se forman en triángulos equiláteros de 150 nm de lado y 10 nm de espesor (a) estado <i>Buckle</i> y (b) estado “Y”. D. K. Koltsov <i>et al.</i> [26].	5
1.4. Ejemplos de configuraciones magnéticas que se forman en nanoestructuras cuadradas de $60 \times 60 nm^2$, en (a) un estado tipo flor y (b) un estado tipo hoja. R. P. Cowburn <i>et al.</i> [27].	6
1.5. Curvas de histéresis para nanocuaadrados aislados con (a) $a = 20 l_{exc}$ y espesor $= 0.5 l_{exc}$ y (b) $a = 40 l_{exc}$ y espesor $= 1.5 l_{exc}$. En la figura (c) se muestran las diferentes configuraciones marcadas en la figuras-(a) y (b). Sat+: Estado flor, Sat-: Estado flor inverso, BCS: Estado hoja antes del <i>switching</i> coherente, BICS: Estado “S” antes del <i>switching</i> incoherente, ACS: Estado hoja después del <i>switching</i> coherente, ACIS: Estado “S” después del <i>switching</i> incoherente. L. Torres <i>et al.</i> [30]	7

1.6.	Imágenes de Microscopía electrónica de barrido (SEM) de anillos epitaxiales de cobalto (a) antes y (b) después de la deposición con un $d_{int} = 1.3 \mu m$ y $d_{ext} = 1.6 \mu m$ con un espesor de 34 nm. J. Rothman <i>et al.</i> [32].	8
1.7.	Configuración esquemática del estado <i>onion</i> para un dispositivo MRAM. El alineamiento paralelo y antiparalelo de las capas magnéticas podrían ser utilizadas para almacenar un 0 ó un 1 en numeración binaria. C. A. F. Vaz <i>et al.</i> [35].	8
1.8.	Estructura de una celda de memoria y la vista en el plano de un arreglo de memorias con un par de líneas palabras. Jian-Gang Zhu <i>et al.</i> [33].	9
1.9.	Imágenes de <i>scanning Hall probe microscope</i> (SHPM) y cálculos micromagnéticos del estado <i>onion</i> y del estado vórtice en un campo magnético aplicado: (a) estado <i>onion</i> en la remanencia (b) estado vórtice a 200 Oe y (c) estado <i>onion</i> inverso a 300 Oe después del <i>switching</i> . J. Bekaert <i>et al.</i> [39].	10
1.10.	La parte sombreada de la figura, muestra diferentes formas de triángulos de Reuleaux con sus vértices redondeados (a) cero (b) un tercio y (c) un medio del valor del lado del triángulo equilátero que encierran [40].	10
2.1.	Comportamiento de la energía de intercambio normalizada como función del ángulo que forman los espines A y B . La energía de intercambio es mínima cuando los dos espines forman un ángulo de cero grados o son paralelos. . .	17
2.2.	Comportamiento de la energía de anisotropía normalizada como función del coseno del ángulo que forman el vector de la magnetización (M) con el vector de la anisotropía (A). En este caso para mayor claridad el vector de anisotropía está orientado en la dirección (110), como se indica en la figura insertada. Se puede observar que la energía es mínima para cuando la magnetización está orientada en dirección de la anisotropía del material. .	19
2.3.	Comportamiento de la energía de desmagnetización normalizada como función del coseno del ángulo que forman el vector de la magnetización (M) con un vector unitario normal (η) a la superficie del material. Puede observarse que los espines prefieren permanecer descansando sobre la superficie del material para minimizar la energía, lo que indica que el ángulo formado por los dos vectores es de 90 grados.	20

2.4.	Comportamiento de la energía de Zeeman normalizada como función del coseno del ángulo que forman el vector de la magnetización (\mathbf{M}) con el vector del campo magnético aplicado (\mathbf{H}). Para observar los efectos del término de Zeeman el campo externo aplicado se encuentra en la dirección (110). Nótese que los espines se alinean en dirección del campo aplicado para minimizar esta energía.	22
2.5.	Diagrama del algoritmo usado en los cálculos micromagnéticos.	23
3.1.	Figuras representativas de los anillos usados en los cálculos presentados en este capítulo. El diámetro interior (D_{int}) y el diámetro exterior (D_{ext}) son fáciles de observar en la figura de la parte izquierda. El espesor de los anillos ha sido denotado como t como lo muestra la figura de la derecha. El eje z apunta en la dirección del eje del anillo el cual esta colocado en el plano yz	28
3.2.	Notación correspondiente a los colores que aparecen en las figuras presentadas en este capítulo: (a) para el caso de los espines con respecto al plano (b) para el caso de la orientación de los espines con respecto al ángulo que hacen con el eje x positivo.	29
3.3.	En la fila de la izquierda se muestra los ciclos de histéresis de nanomagnetos de hierro circulares de 80 nm de diámetro y con diferentes espesores, cuyo valor están insertos en cada una de estas gráficas. Las filas de la derecha son configuraciones de espín para distintos campos magnéticos aplicados señalados con las letras a, b, c, etc. en los ciclos de histéresis.	31
3.4.	En la fila de la izquierda se muestra los ciclos de histéresis de nanoanillos de hierro circulares de 80 nm de diámetro y con diferentes espesores, cuyos valores están insertos en estas gráficas. El círculo interior de los nanoanillos tiene un diámetro de 8 nm. Las columnas de la derecha son configuraciones de espín para distintos campos magnéticos aplicados marcados con las letras a, b, c, etc. en los ciclos de histéresis.	33
3.5.	En la fila de la izquierda se muestra los ciclos de histéresis de nanoanillos de hierro circulares de 80 nm de diámetro y con diferentes espesores, los cuales están insertos en estas gráficas. El círculo interior de los nanoanillos tiene un diámetro de 16 nm. Las filas de la derecha son configuraciones de espín para distintos campos magnéticos aplicados señalados con las letras a, b, c, etc. en los ciclos de histéresis.	35

<p>3.6. En la fila de la izquierda se muestra los ciclos de histéresis de nanoanillos de hierro circulares de 80 nm de diámetro y con diferentes espesores, los cuales están insertos en estas gráficas. El círculo interior de los nanoanillos tiene un diámetro de 24 nm. Las filas de la derecha son configuraciones de espín para distintos campos magnéticos aplicados marcadas con las letras a, b, c, etc. en los ciclos de histéresis.</p>	<p>37</p>
<p>3.7. En la fila de la izquierda se muestra los ciclos de histéresis de nanoanillos de hierro circulares de 80 nm de diámetro y con diferentes espesores, los cuales están insertos en estas gráficas. El círculo interior de los nanoanillos tiene un diámetro de 40 nm. Las filas de la derecha son configuraciones de espín para distintos campos magnéticos aplicados marcadas con las letras a, b, c, etc. en los ciclos de histéresis.</p>	<p>38</p>
<p>3.8. En la fila de la izquierda se muestra los ciclos de histéresis de nanoanillos de hierro circulares de 80 nm de diámetro y con diferentes espesores, los cuales están insertos en estas gráficas. El círculo interior de los nanoanillos tiene un diámetro de 48 nm. Las filas de la derecha son configuraciones de espín para distintos campos magnéticos aplicados marcadas con las letras a, b, c, etc. en los ciclos de histéresis.</p>	<p>40</p>
<p>3.9. En la fila de la izquierda se muestra los ciclos de histéresis de nanoanillos de hierro circulares de 80 nm de diámetro y con diferentes espesores, los cuales están insertos en estas gráficas. El círculo interior de los nanoanillos tiene un diámetro de 56 nm. Las filas de la derecha son configuraciones de espín para distintos campos magnéticos aplicados marcadas con las letras a, b, c, etc. en los ciclos de histéresis.</p>	<p>41</p>
<p>3.10. En la fila de la izquierda se muestra los ciclos de histéresis de nanoanillos de hierro circulares de 80 nm de diámetro y con diferentes espesores, los cuales están insertos en estas gráficas. El círculo interior de los nanoanillos tiene un diámetro de 64 nm. Las filas de la derecha son configuraciones de espín para distintos campos magnéticos aplicados marcadas con las letras a, b, c, etc. en los ciclos de histéresis.</p>	<p>44</p>

3.11. En la fila de la izquierda se muestra los ciclos de histéresis de nanoanillos de hierro circulares de 80 nm de diámetro exterior y con un espesor de 120 nm y en la parte derecha se muestran las configuraciones correspondientes a estos ciclos. Los diámetros internos se especifican en las figuras de los ciclos de histéresis.	46
3.12. Comportamiento del campo coercitivo en nanoanillo de hierro en función de la razón entre el diámetro interno (D_{int}) y el diámetro externo (D_{ext}). La gráfica contiene los resultados para diferentes espesores de estos nanoanillos, los cuales se especifican en el recuadro colocado en la parte superior izquierda de la figura.	47
3.13. Comportamiento de la remanencia en nanoanillo de hierro como función de la razón entre el diámetro interno (D_{int}) y el diámetro externo (D_{ext}). La gráfica contiene los resultados para diferentes espesores de estos nanoanillos, los cuales se especifican en el recuadro colocado en la figura.	48
4.1. El área de color amarillo encerrada por los puntos (a,b,c) representa la forma geométrica de un triángulo de Reuleaux.	57
4.2. Ciclos de histéresis (primera fila) de diferentes figuras geométricas con espesor de 10 nm. En este caso presentamos el caso del hierro (Fe) y cobalto (Co). Las letras están correlacionadas con los puntos de los ciclos de histéresis. Se muestran los resultados encontrados en las tres figuras: círculo (1a-1f para el hierro y 4a-4f para el triángulo), triángulo de Reuleaux (2a-2f para el hierro y 5a-5f para el cobalto) y el triángulo equilátero (3a-3f para el hierro y 6a-6f para el cobalto). Las dimensiones de estos nanomagnetos están definidas por la longitud de 200 nm, es decir el círculo tiene 200 nm de diámetro, el triángulo equilátero tiene 200 nm de lado y el triángulo de Reuleaux se hizo usando el triángulo equilátero de 200 nm de lado.	60

4.3. Ciclos de histéresis (primera fila) de diferentes figuras geométricas con espesor de 10 nm. En este caso presentamos el caso del níquel (Ni) y *permalloy* (Py). Las letras están correlacionadas con los puntos de los ciclos de histéresis. Se muestran los resultados encontrados en las tres figuras: círculo (1a-1f para el hierro y 4a-4f para cobalto), triángulo de Reuleaux (2a-2f para el hierro y 5a-5f para el cobalto) y el triángulo equilátero (3a-3f para el hierro y 6a-6f para cobalto). Las dimensiones de estos nanomagnetos están definidas por la longitud de 200 nm, es decir el círculo tiene 200 nm de diámetro, el triángulo equilátero tiene 200 nm de lado y el triángulo de Reuleaux se hizo usando el triángulo equilátero de 200 nm de lado. Las unidades del eje x en los ciclos de histéresis son mT. 63

4.4. Ciclos de histéresis (primera fila) de diferentes figuras geométricas con espesor de 20 nm. En este caso presentamos el caso del hierro (Fe) y cobalto (Co). Las letras que aparecen en las figuras que están a la derecha están correlacionadas con los puntos de los ciclos de histéresis. Se muestran los resultados encontrados en tres figuras geométricas: círculo (1a-1f para el hierro y 4a-4f para el triángulo), triángulo de Reuleaux (2a-2f para el hierro y 5a-5f para el cobalto) y el triángulo equilátero (3a-3f para hierro y 6a-6f para cobalto). Las dimensiones de estos nanomagnetos están definidas por la longitud de 200 nm, es decir el círculo tiene 200 nm de diámetro, el triángulo equilátero tiene 200 nm de lado y el triángulo de Reuleaux se hizo usando el triángulo equilátero de 200 nm de lado. 65

4.5. Ciclos de histéresis (primera fila) de diferentes figuras geométricas con espesor de 40 nm. En este caso presentamos el caso del hierro (Fe) y cobalto (Co). Las letras que aparecen en los cuadros que están a la derecha de cada fila están correlacionadas con los puntos de los ciclos de histéresis. Se muestran los resultados encontrados en tres figuras geométricas: círculo (1a-1f para el hierro y 4a-4f para el triángulo), triángulo de Reuleaux (2a-2f para el hierro y 5a-5f para el cobalto) y el triángulo equilátero (3a-3f para hierro y 6a-6f para cobalto). Las dimensiones de estos nanomagnetos están definidas por la longitud de 200 nm, es decir el círculo tiene 200 nm de diámetro, el triángulo equilátero tiene 200 nm de lado y para el triángulo de Reuleaux se utilizó un triángulo equilátero de 200 nm de lado. 67

4.6. Ciclos de histéresis (primera fila) de diferentes figuras geométricas con espesor de 20 nm. En este caso presentamos el caso del níquel (Ni) y *permalloy* (PY). Las letras están correlacionadas con los puntos de los ciclos de histéresis. Se muestran los resultados encontrados en las tres figuras: círculo (1a-1f para el níquel y 4a-4f para *permalloy*), triángulo de Reuleaux (2a-2f para el níquel y 5a-5f para el *permalloy*) y el triángulo equilátero (3a-3f para níquel y 6a-6f para *permalloy*). Las dimensiones de estos nanomagnetos están definidas por la longitud de 200 nm, es decir el círculo tiene 200 nm de diámetro, el triángulo equilátero tiene 200 nm de lado y el triángulo de Reuleaux se hizo usando el triángulo equilátero de 200 nm de lado. Las unidades del eje x en los ciclos de histéresis son mT. 70

4.7. Ciclos de histéresis (primera fila) de diferentes figuras geométricas con espesor de 40 nm. En este caso presentamos el caso del níquel (Ni) y *permalloy* (PY). Las letras están correlacionadas con los puntos de los ciclos de histéresis. Se muestran los resultados encontrados en las tres figuras: círculo (1a-1f para el níquel y 4a-4f para *permalloy*), triángulo de Reuleaux (2a-2f para el níquel y 5a-5f para el *permalloy*) y el triángulo equilátero (3a-3f para níquel y 6a-6f para *permalloy*). Las dimensiones de estos nanomagnetos están definidas por la longitud de 200 nm, es decir el círculo tiene 200 nm de diámetro, el triángulo equilátero tiene 200 nm de lado y el triángulo de Reuleaux se hizo usando el triángulo equilátero de 200 nm de lado. Las unidades del eje x en los ciclos de histéresis son mT. 72

5.1. Diferentes formas de dibujar los triángulos de Reuleaux. (a) En un triángulo de Reuleaux convencional los vértices no están redondeados; (b) Para un TR-1/3 los vértices son redondeados con un círculo de radio igual a una tercera parte de la longitud del lado de un triángulo equilátero; (c) En un TR-1/2 los vértices fueron redondeados con un círculo de radio igual a un medio de la longitud del lado de un triángulo equilátero. 82

- 5.2. Curvas de histéresis para nanoanillos circulares y triángulos de Reuleaux de 200 nm de dimensión. Las columnas indican los resultados para tres diferentes espesores $t = 2, 4$ y 10 nm. La primera fila le corresponde a los nanoanillos circulares, mientras que de la segunda a la cuarta fila los triángulos de Reuleaux tienen formas geométricas diferentes. Un triángulo de Reuleaux convencional, significa que sus vértices son muy agudos, en este caso sus vértices son los más agudos posibles que una curva de ancho constante pueda tener. En los TR-1/3 y TR-1/2, los vértices se redondean de la siguiente manera: cada uno de los lados del triángulo equilátero se extienden $1/3$ o $1/2$ más de lo que vale la longitud del lado del triángulo, así se forman tres ángulos externos al triángulo de 60° cada uno. Luego, se unen las líneas prolongadas trazando arcos desde cada uno de sus vértices, y estos arcos se enlazan entre ellos trazando arcos más grandes desde cada uno de los vértices del triángulo equilátero. Los resultados se obtuvieron usando el software para simulación micromagnética (OOMMF). Una descripción detallada de (h) y (a) se dan en la figuras 5.7 y 5.6 respectivamente. 85
- 5.3. Estados tipo cebolla que se presentan en los triángulos de Reuleaux: a) Para el triángulo de Reuleaux convencional de 10 nm de espesor; b) para el TR-1/3 de 10 nm de espesor y c) para el TR-1/2 de 10 nm de espesor. Note como en el triángulo convencional la formación de dos tipos dominios bien definidos (el verde y el azul) es más clara que en los otros dos casos. 86
- 5.4. Nanoanillo circular de 2 nm de espesor y 200 nm de diámetro con un grosor de 40 nm. En esta figura es fácil observar la formación del estado tipo cebolla y la formación de paredes de dominio de 180° en los extremos izquierdo y derecho del nanoanillo. 87
- 5.5. Triángulos de Reuleaux donde el estado twisted se forma. a) TR-1/3 de 4 nm de espesor; b) triángulo de Reuleaux convencional de 4 nm de espesor y c) TR-1/2 de 4 nm de espesor. Generalmente cuando este estado aparece en el proceso de inversión de la magnetización el ciclo de histéresis presenta al menos dos switchings. 88

5.6. Curva de histéresis para un nanonillo de cobalto con forma de triángulo de Reuleaux (TR) y un espesor de 4 nm, no se ha realizado ningún proceso de redondeo en sus vértices. Los respectivos estados magnéticos de las diferentes etiquetas a-i en las imágenes representan la configuraciones de los espines en las diferentes puntos marcados en la curva de histéresis. El punto marcado con la letra a corresponde al estado saturado; b representa la configuración de espines previo a la formación de un estado tipo cebolla (letra c), mientras que las letras d y e muestran la evolución de este estado cebolla; las letras f y g corresponden al estado tipo *twisted* inicial y final en el vértice izquierdo respectivamente; y la letra i es el estado tipo cebolla inverso. Las descripciones detalladas de los diferentes estados durante la inversión de la magnetización se explican en el texto. 90

5.7. Curva de histéresis para un nanoanillo de cobalto con forma de triángulo de Reuleaux (TR-1/3) y un espesor de 4 nm. En la parte superior de la figura se muestran los estados magnéticos correspondientes a los puntos marcados en la curva del ciclo de histéresis. Las letras a y h corresponden al estado saturado o casi saturado. Las letras b y c corresponden al estado tipo cebolla donde las paredes de los dominios tienen diferentes posiciones. Las letras d y e corresponden a los estados tipo *twisted* formados en la parte inferior del nanoanillo y donde el centro del vórtice intrínseco tiene diferentes posiciones; f y g representan las configuraciones de espines, resultado de la combinación de un estado tipo *twisted* y un estado tipo cebolla como puede verse de manera esquemática en las imágenes f y g. Los detalles de los diferentes estados durante el proceso de inversión de la magnetización se explican en el texto. 92

- 5.8. En esta figura estamos presentando la curva de histéresis para un nanoanillo de TR-1/2 con espesor $t = 2$ nm. Las imágenes superiores representan las configuraciones de los espines asociadas a los puntos marcados en la curva de histéresis (cada letra está asociada a una configuración). Las flechas son una ayuda de las direcciones que toman los momentos magnéticos en la configuración. Las letras a y l corresponden al estado saturado y saturado inverso; las letras b y c muestran al estado tipo cebolla antes de se produzca la transición al estado tipo *twisted* (letras d). La letra e es un estado tipo *twisted* de tamaño más pequeño, donde todavía es posible observar el estado vórtice asociado a esta configuración. La letra f es un estado tipo *twisted* donde se puede notar que el centro del vórtice se desplaza hacia arriba antes de que la configuración del estado magnético representado por la letra g se presente. Note que en este estado g se presenta un estado magnético, al que le hemos denominado estado *cardioide*, que no es otra cosa que tener una pared de dominio de 180° . Las letras h e i muestran la evolución de esta configuración y como a medida que el campo aumenta se reducen de tamaño tanto el estado *cardioide* y el *twisted*. El punto i desaparece el estado *twisted* y como consecuencia hay un pequeño aumento en la magnetización en forma discontinua, quedando solamente el estado *cardioide* (punto j). Este estado sobrevive un intervalo relativamente grande de campo aplicado hasta que finalmente es destruido ya que implica una inversión importante de energía tanto magnetoestática como de intercambio (punto k al punto l). 94

- 5.9. Para comparar los resultados de las curvas de histéresis de los triángulos de Reuleaux, en esta figura se presenta la curva de histéresis para un anillo circular con espesor $t = 2$ nm. Las imágenes de arriba representan las configuraciones de espines que corresponden a los puntos marcados en el ciclo de histéresis. Las flechas son una guía para que el lector pueda seguir las orientaciones promedio de los momentos magnéticos. La letra a corresponde al estado tipo cebolla; las letras b y c muestran la evolución de este estado y se puede observar de éstas como se mueven las paredes para formar el estado tipo *twisted* en el punto d; la letra e representa el estado tipo vórtice el cual está un poco distorsionado, ya que su centro está desplazado ligeramente hacia la parte superior. Note que el estado tipo *twisted* ha reducido su tamaño en este punto de la inversión de la magnetización. La letra f muestra una configuración complicada de espines donde se puede notar la formación de dos estados tipo *twisted* coexistiendo junto con un estado tipo cebolla; el punto g representa los dos estados tipo *twisted* ya sin la presencia del estado tipo cebolla; el estado magnético h es el estado tipo *twisted* individual que sobrevivió desde que apareció en el punto d. Note que el resto de los espines en el anillo están en un estado saturado (i es el estado saturado). 96
- 5.10. Campos *switching* de nanoanillos de cobalto con formas de triángulos de Reuleaux y circulares con una extensión de 200 nm y un grosor de 40 nm. (a) Para nanoanillos con $t > 10$ nm presentan dos tipos de campos *switching*, del estado vórtice al estado cebolla inverso y cebolla al estado vórtice. Si el espesor está entre 2 y 4 nm aparece un estado *twisted* metaestable. Para $t < 6$ nm se presenta un *switching* cuádruple: 1) cebolla a *twisted*, 2) *twisted* a doble *twisted* coexistiendo con un estado cebolla inverso; 3) doble *twisted* a *twisted* y 4) *twisted* a estado saturado. (b) Similar al caso anterior, excepto que el campo *switching* para la transición vórtice a cebolla inverso aparentemente se vuelve constante para espesores mayores a 18 nm y para $t < 8$ nm se obtienen *switching* triples y cuádruples. (c) Un comportamiento similar aparece para TR-1/3 con excepción del nanoanillo con $t = 2$ nm que tienen valores similares para las transiciones cebolla a *twisted* y del *twisted* a cebolla inverso. (d) Para el triángulo de Reuleaux convencional con $t < 8$ se tiene que el valor de la transición del estado cebolla al vórtice no es constante y para $t < 6$ nm aparece solo un *switching* doble. 98

5.11. Comportamiento de campo coercitivo (H_c) como función del espesor en los nanoimanes para las diferentes figuras geométricas estudiadas en este capítulo. Los triángulos de Reuleaux convencionales, con espesores entre 8 y 20 nm, el estado magnético tipo *twisted* está y el proceso de inversión de la magnetización está gobernado por un incremento en la energía magnetoestática encargada de producir una transición del estado tipo cebolla al estado tipo vórtice observándose un incremento lineal en el campo coercitivo. Para el caso de TR-1/3, donde el incremento del campo coercitivo al aumentar el espesor del nanoanillo, se ve interrumpido para $t=6$ nm, con la desaparición del estado tipo *twisted*, provocando una disminución en H_c desde 48 hasta 35 mT para $8 \leq t \leq 14$. Los nanoanillos con un espesor de $t \leq 14$ nm presentan una coercitividad constante. Para TR-1/2 hay un aumento de la coercitividad en espesores pequeños pero también disminuye al llegar su espesor a 8 nm, permaneciendo constante después de que el espesor es mayor a 14 nm. El H_c en los nanoanillos circulares presentan un máximo para anillos con un espesor de 6 nm (en este caso el estado tipo *twisted* doble no está presente) posteriormente el campo coercitivo disminuye a cero para un espesor de 12 nm. A partir de aquí el mecanismo de inversión de la magnetización es debido a transiciones tipo cebolla a vórtice y luego a cebolla inverso (el estado tipo *twisted* no se presenta). 99

5.12. Comportamiento de M_r a partir de M_s de los nanomagnetos estudiados en este capítulo. 100

Índice de cuadros

4.1. Valores de los parámetros típicos en materiales magnéticos.	59
--------------------------------------------------------------------------	----

Capítulo 1

Introducción

En la actualidad, el estudio de las propiedades físicas y químicas de las nanoestructuras es un tema de intenso interés que ha impulsado la formación de una multitud de grupos de investigación en el mundo [1]. Ha sido tan importante su impacto que se le ha llamado una nueva revolución tecnológica. Dentro de los grupos más productivos, en lo que a publicaciones científicas y creación de nuevos dispositivos se refiere, el relacionado con el estudio de las propiedades magnéticas en nanoestructuras, es uno de los más importantes actualmente. Esto se debe en gran medida, a los éxitos que las nanoestructuras magnéticas han tenido en la industria de la grabación magnética, tales como las memorias de grabación magnéticas (MRAM por sus siglas en inglés) [2, 3]. Esto ha motivado también, el nacimiento de métodos complicados y caros de fabricación de este tipo de sistemas magnéticos, entre los más usados recientemente se encuentra la nanolitografía en sus diferentes modalidades [4]. También la caracterización de materiales magnéticos nanoestructurados ha tenido su evolución positiva en el estudio de las propiedades físicas y químicas. Las técnicas de caracterización que han destacado en este sentido son la magnetometría, la magnetoóptica, la microscopía de fuerza magnética, de Lorentz, la holografía de electrones, entre otras [5, 6]. No obstante este indudable avance tecnológico, uno de los problemas más comunes a los que se han enfrentado los científicos que estudian las propiedades magnéticas en nanoestructuras, es el relacionado con la señal magnética producida por estos sistemas, que debido a su tamaño es muy débil. Debido a esto, la mayoría de las propiedades magnéticas se estudian empleando técnicas que promedian señales producidas por arreglos de nanopartículas que se consideran en promedio idénticas. Estas técnicas experimentales, como por ejemplo el SQUID (superconducting quantum interference device, en inglés), han ayudado a explicar muchos fenómenos observados en sistemas magnéticos compuestos por

arreglos de nanoestructuras magnéticas [7].

La investigación de propiedades magnéticas en nanoestructuras individuales también ha tenido importantes avances. Recientemente, algunos grupos han logrado medir las propiedades magnéticas de un anillo individual de cobalto usando microscopía de fuerza magnética [8, 9]. Elementos individuales de *permalloy* (NiFe), en forma cuadrada o rectangular fueron estudiados por Gomez *et al.* [10], ellos obtuvieron resultados interesantes en elementos del orden de micrómetros y para diferentes razones geométricas entre la longitud del elemento y su diámetro muestran que los patrones exhiben únicamente ciertas configuraciones que son la combinación de patrones de dominios con flujo cerrado con paredes de 90 y 180 grados; paredes de Bloch y patrones multidominios.

Desde el punto de vista teórico, una herramienta que ha sido muy útil para la explicación de las propiedades magnéticas observadas en nanoestructuras, tanto en arreglos como en entes individuales, es la teoría micromagnética [11]. En términos generales podemos decir que la teoría micromagnética es una teoría continua semiclásica, en donde la energía está determinada por la construcción de un Hamiltoniano en donde las ecuaciones de movimiento que se utilizan para calcular la magnetización del material son de origen fenomenológico. De acuerdo a esta teoría, la energía total de cualquier ferromagneto es resultado de las siguientes contribuciones: la energía de intercambio, la energía de anisotropía magneto-cristalina, la energía magnetoestática y la energía de Zeeman. La energía de intercambio tiende a incrementarse a medida que los momentos magnéticos que definen un sistema magnético no permanecen paralelos entre si, es decir, la energía de intercambio es mínima cuando todos los momentos magnéticos están paralelos entre si. La energía de anisotropía magneto-cristalina es una medida de que tanto están los momentos magnéticos alineados a lo largo del eje fácil y es mínima cuando todos los momentos magnéticos están alineados a lo largo de ese eje y se incrementa si están alineados en otra dirección resultando ser máxima cuando es perpendicular al eje fácil. La energía magnetoestática, proviene principalmente de las interacciones magnéticas dipolares. En el caso de nanoestructuras, la contribución más importante a esta energía es debido a las fronteras del elemento que se estudia. Finalmente, la energía de Zeeman es debido a que los espines tienden a alinearse en la dirección del campo magnético aplicado. Como puede verse estas energías entran en competencia en los sistemas magnéticos sometidos a la influencia de un campo magnético aplicado. Esta competencia llega a ser más intensa a medida que reducimos el tamaño de los materiales.

Por ejemplo, en cilindros magnéticos de hierro, cobalto, níquel y *permalloy* de diferentes

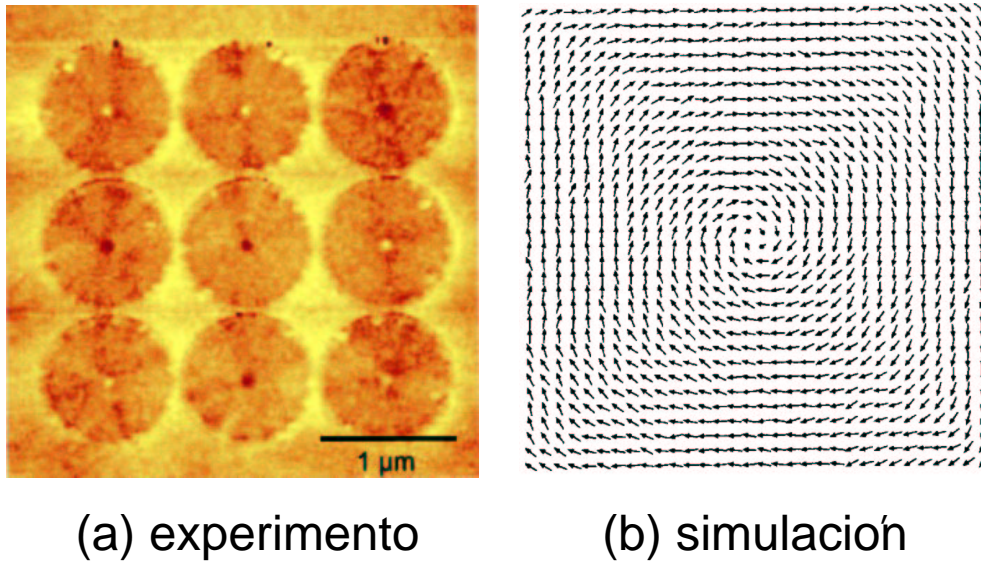


Figura 1.1: Imagen de microscopía de fuerza magnética (MFM) de un arreglo de puntos o cilindros de permalloy de $1\mu\text{m}$ de diámetro y 50 nm de espesor. (a) Evidencia de la existencia de una estructura de espines tipo vórtice con un núcleo magnetizado de manera perpendicular, como puede verse por el claro contraste de los polos magnéticos entre claro y oscuro. (b) Simulación MonteCarlo que muestra una estructura de espines con forma de *curling* que se obtiene en un punto de forma cuadrada. T. Shinjo *et al.* [38].

dimensiones se descubrió un estado magnético muy interesante que es llamado *vortex* (vórtice) [12–17] (ver la figura 1.1-(a)). Otros estudios teóricos y experimentales, en partículas nanométricas de formas cilíndricas, han encontrado que en el proceso para revertir la magnetización, se forman estados magnéticos complejos dentro de los cuales destaca el llamado *curling* (ver la figura 1.1-(b)), llamado así por su parecido a un remolino [18,19], que tienen campos de inversión más pequeños que los predichos por la teoría [20,21], además de que hay inconsistencias con respecto a las dimensiones reales de la partícula y las obtenidas por el modelo teórico respectivo [19,22]. Los cilindros también han sido estudiados por Usov y Peschany [12]. Estos investigadores encontraron que al aumentar el diámetro del cilindro se produce el estado magnético vórtice y cuando la razón entre la longitud y el diámetro es mayor que 0,9 se presenta un estado magnético que se asemeja a una flor (ver la figura 1.2) y que se ha denominado *flower* por esas razones. C. A. Ross *et al.* [23] han estudiado cilindros de níquel, cobalto, fosfato de cobalto y una aleación de cobalto níquel en función del diámetro del cilindro (desde 57 hasta 180 nm) y con razones geométricas de 0.4 a 3 , con lo cual barrieron varios casos desde donde el diámetro era más pequeño que la longitud y casos inversos. Para las razones geométricas mayores a 1 , los cilindros

presentaron magnetizaciones grandes que eran paralelas al eje del cilindro, lo cuál es característico de partículas monodominio cuya configuración era la llamada *flower* similar a lo encontrado por Usov y Peschany [12].

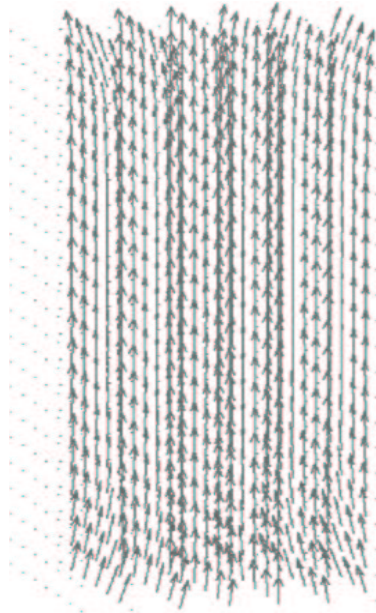


Figura 1.2: Un cilindro con una razón geométrica entre la longitud y su diámetro de 2.1; el diámetro del cilindro es igual a 3.6 veces el valor de la longitud de intercambio, en donde se muestra la formación de un estado tipo flor. C. A. Ross *et al.* [17].

Similarmente a estos autores, C. A. Ross *et al.* [23] encontraron que cuando el diámetro del cilindro era incrementado un estado tipo vórtice aparece después del estado tipo *flower* al disminuir el campo aplicado. Usov *et al.* [24] analizaron el comportamiento de la inversión de la magnetización en materiales magnéticos suaves que tienen formas elípticas. Estos investigadores encontraron que elipses con un espesor constante de 30 nm y con diferentes tamaños, determinados por la razón entre sus longitudes menor y mayor, presentan estados magnéticos con un solo dominio o con múltiples dominios dependiendo de los parámetros geométricos utilizados. En general determinaron que este tipo de partículas con tamaños por debajo de 100 nm son demasiado pequeñas para que se formen dominios pero también demasiados grandes para magnetizarlas uniformemente. Sin embargo, también se han encontrado en partículas de cobalto con forma elipsoidal que el proceso para revertir la magnetización se lleva a cabo por medio de una rotación uniforme [25]. Estos hechos solo confirman que los estados magnéticos de las partículas muy pequeñas son extremadamente sensibles a la forma de las partículas y que tienen una influencia enorme

en la determinación de su estructura magnética.

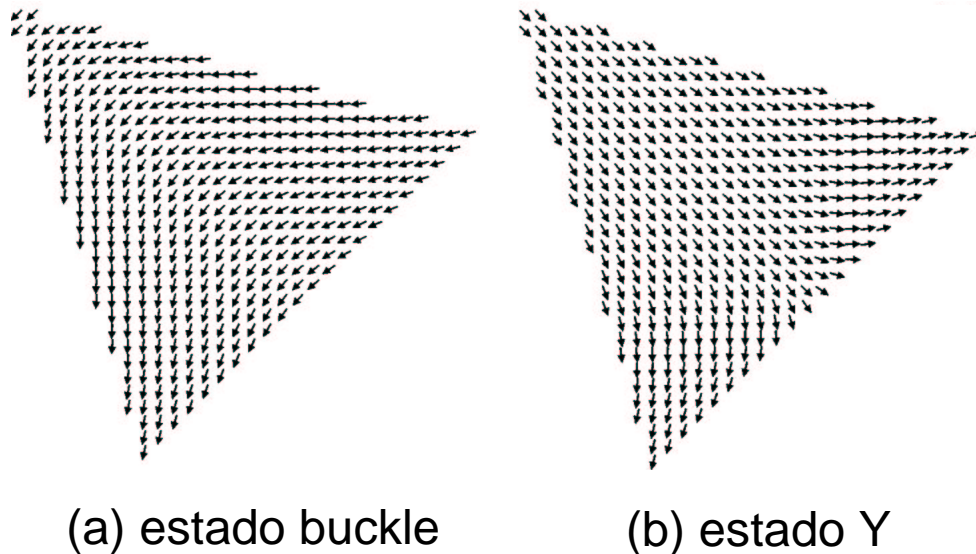


Figura 1.3: Configuraciones micromagnéticas que se forman en triángulos equiláteros de 150 nm de lado y 10 nm de espesor (a) estado *Buckle* y (b) estado “Y”. D. K. Koltsov *et al.* [26].

Se han investigado otras variedades de geometrías en nanoestructuras magnéticas. Por ejemplo, Koltsov y colaboradores [26] estudiaron los patrones de magnetización en el equilibrio de prismas triangulares. Estos investigadores analizaron las configuraciones magnéticas de elementos con espesores entre 2 a 20 nm y con dimensiones laterales desde los 40 hasta los 400 nm. Dentro de estos rangos de valores encontraron que solo existen dos estados magnéticos estables: para triángulos grandes el estado base es un estado magnético tipo *buckle* donde los espines se encuentran arreglados en un semi-vórtice [ver la figura 1.3-(a)]. En triángulos más pequeños un estado magnético tipo “Y” es el estado base [ver la figura 1.3-(b)]. En este estado los espines se dispersan desde una esquina hacia las dos esquinas opuestas del triángulo. Otra de las geometrías que se han investigado son las de forma cuadrada [27–29]. En este sentido, Cowburn y Welland [27] estudiaron el comportamiento energético de los estados magnéticos de un solo dominio (single domain, en inglés) en este tipo de nanoestructuras ferromagnéticas cuadradas. Sus resultados mostraron que existen dos estados magnéticos en equilibrio, el primero es un estado magnético tipo *flower* y el segundo un estado tipo hoja (*leaf*) [ver la figura 1.4-(a)-(b)]. En este mismo sentido Torres *et al.* [30] estudiaron el mecanismo de inversión de la magnetización en elementos magnéti-

cos suaves de forma cuadrada y encontraron otros modos de inversión: un *switching*¹ cuasi coherente en elementos de dimensiones pequeñas y un *switching* incoherente en elementos de dimensiones grandes. Dependiendo de como es la inversión de la magnetización la curva de histéresis presenta diferentes características.

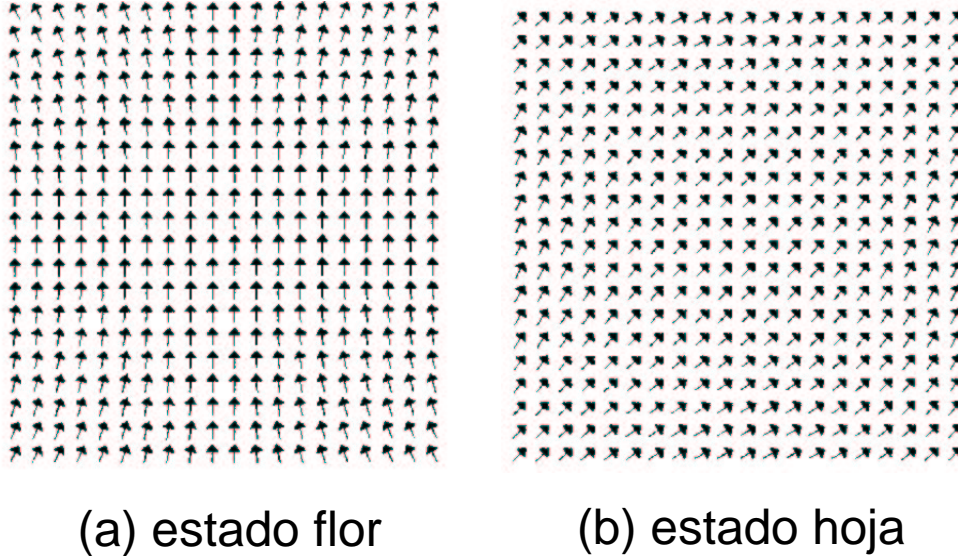


Figura 1.4: Ejemplos de configuraciones magnéticas que se forman en nanoestructuras cuadradas de $60 \times 60 \text{ nm}^2$, en (a) un estado tipo flor y (b) un estado tipo hoja. R. P. Cowburn *et al.* [27].

Por ejemplo, en el caso de que la inversión se lleve acabo de una manera cuasi-coherente (dimensiones pequeñas), la curva de histéresis presenta un solo salto en la magnetización lo que produce una curva de histéresis más suave como puede verse en la figura 1.5-(a). Los cambios que se observan aquí es que el estado magnético tipo flor gradualmente se convierte en un estado tipo hoja, seguido por una transición de este estado al estado inverso con magnetización opuesta. Después se observa una transición suave al estado magnético tipo flor saturado negativamente (ver la figura 1.5-(c) (Sat+, BCS, ACS, Sat-). En el caso de las curvas de histéresis en elementos más grandes se observa un *switching* incoherente consistente en dos transiciones desde el estado tipo flor al estado tipo **S** (ver la figura 1.5-(b) y (c)) (Sat+, BICS, AICS, Sat-) y después al estado tipo flor inverso.

En todas estas geometrías presentadas el mecanismo de inversión de la magnetización se lleva a cabo mediante rotación, *curling* o *buckling*, lo cual dificulta la posibilidad de contro-

¹hemos decidido usar la palabra *switching* en inglés dado que denota mejor el proceso en el cual hay una inversión de momento magnético en una región del nanomagnet

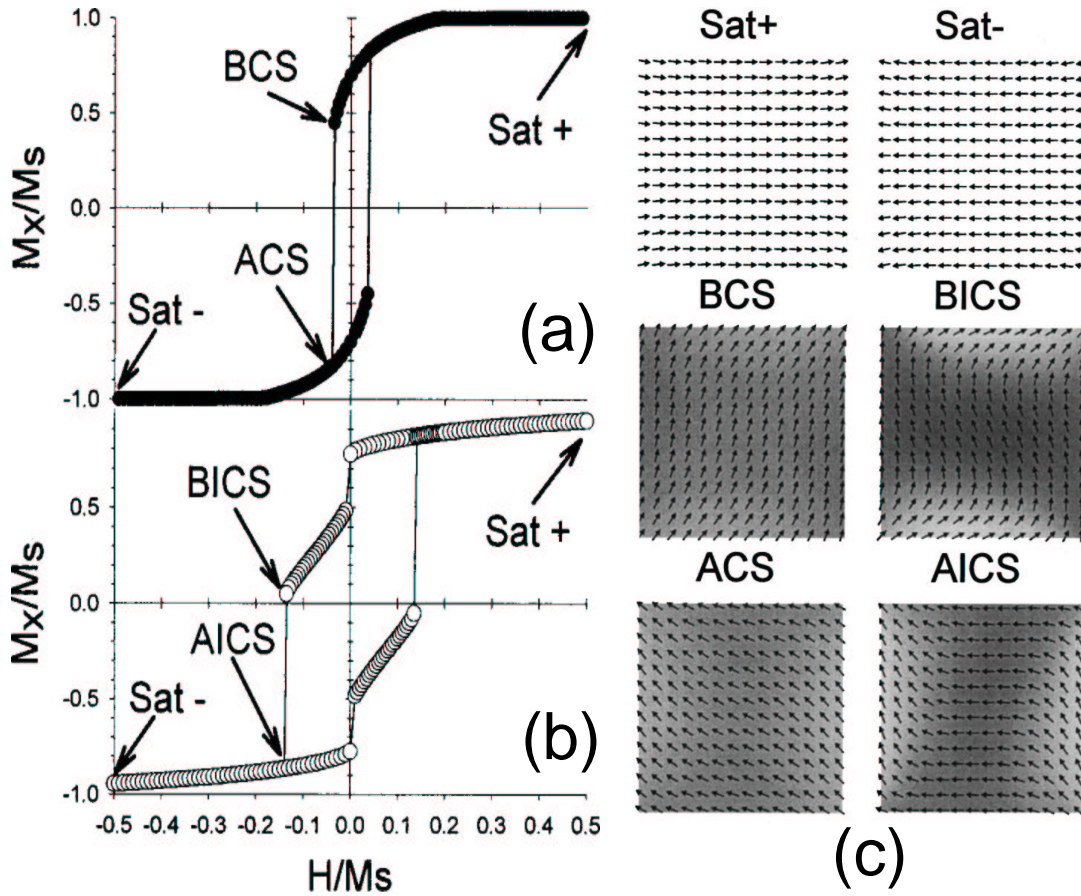


Figura 1.5: Curvas de histéresis para nanocuaadrados aislados con (a) $a = 20 l_{exc}$ y espesor $= 0.5 l_{exc}$ y (b) $a = 40 l_{exc}$ y espesor $= 1.5 l_{exc}$. En la figura (c) se muestran las diferentes configuraciones marcadas en la figuras-(a) y (b). Sat+: Estado flor, Sat-: Estado flor inverso, BCS: Estado hoja antes del *switching* coherente, BICS: Estado “S” antes del *switching* incoherente, ACS: Estado hoja después del *switching* coherente, ACIS: Estado “S” después del *switching* incoherente. L. Torres *et al.* [30]

lar las transiciones entre los estado magnéticos estables. Para superar esta dificultad varios grupos de investigación iniciaron estudios en nanomagnetos en forma de anillos [28, 30–35] (ver la figura 1.6). De estos estudios se han desprendido varias conclusiones interesantes y otros estados magnéticos estables y metaestables han sido descubiertos [36,37]. Aprovechando los resultados obtenidos en este tipo de nanomagnetos, se propuso que era posible guardar información dependiendo del estado magnético que presentarán los anillos (ver figura 1.7): un bit para el estado con los espines magnéticos orientados en el sentido de giro de las manecillas del reloj (estado *onion*) y otro en sentido contrario (estado *onion* inverso) [31]. Esta idea fué presentada por Zhu *et al.* [33], quien demostró que usando las configuraciones de los anillos magnéticos era posible fabricar una memoria magnética que

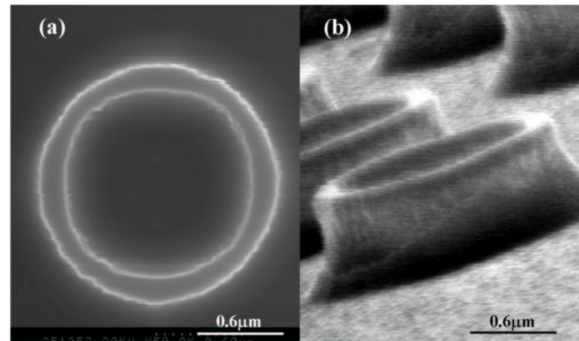


Figura 1.6: Imágenes de Microscopía electrónica de barrido (SEM) de anillos epitaxiales de cobalto (a) antes y (b) después de la deposición con un $d_{int} = 1.3 \mu m$ y $d_{ext} = 1.6 \mu m$ con un espesor de 34 nm. J. Rothman *et al.* [32].

usara las propiedades magnetoresistivas que presentarán estos elementos. En la figura 1.8 se presenta la propuesta del dispositivo.

Un hecho que es importante hacer notar es que los efectos de los bordes pueden promover la formación de un estado *onion*, que como ya dijimos en los párrafos anteriores, la mitad del anillo se encuentra orientado en una dirección y la otra mitad está orientado en la dirección opuesta [32]. De esta manera un resultado importante al respecto es que defectos o determinadas características geométricas de los nanoelementos pueden producir importantes cambios en las configuraciones magnéticas obtenidas al aplicar un campo magnético. De esta manera es posible controlar las formas de las curvas de histéresis mediante el cambio de parámetros geométricos que definen la forma de los nanomagnetos. Las transiciones más comunes que se han encontrado en los anillos magnéticos son principalmente

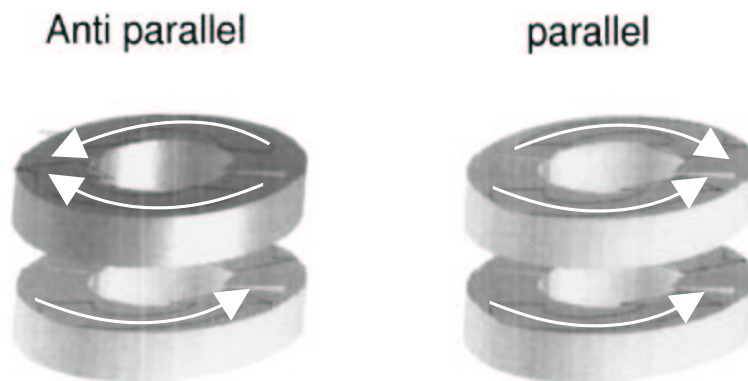


Figura 1.7: Configuración esquemática del estado *onion* para un dispositivo MRAM. El alineamiento paralelo y antiparalelo de las capas magnéticas podrían ser utilizadas para almacenar un 0 ó un 1 en numeración binaria. C. A. F. Vaz *et al.* [35].

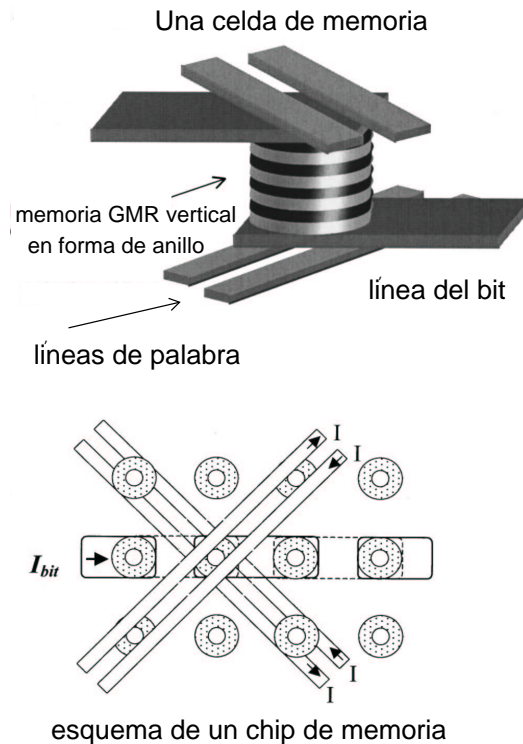


Figura 1.8: Estructura de una celda de memoria y la vista en el plano de un arreglo de memorias con un par de líneas palabras. Jian-Gang Zhu *et al.* [33].

dos: una transición entre el estado *onion* hacia un estado vórtice, y de este estado a un estado *onion* inverso (ver la figura 1.9). Una de las razones que motivaron este trabajo de tesis fué la de investigar los efectos geométricos en la configuración magnética de los nanoelementos. En particular, se estudian anillos pequeños para diferentes valores de su espesor y diámetro interno, lo cual define un ancho del anillo (capítulo 3). Dado que se han propuesto un número muy grande de figuras geométricas para este propósito, en este trabajo de tesis también analizamos una figura geométrica de ancho constante y de como su modificación produce interesantes configuraciones magnéticas en las nanoestructuras (capítulo 4).

Después de presentar esta breve introducción-motivación de este trabajo de tesis, en el capítulo dos se explican los conceptos de la teoría micromagnética. En este capítulo se explica como se calcula la energía total de un sistema ferromagnético y se presentan las propiedades físicas de las diferentes contribuciones energéticas. En el capítulo tres se estudian las nanoestructuras circulares de hierro con forma de anillo. En particular, se obtienen interesantes resultados para anillos pequeños y con espesores grandes. En el capítulo

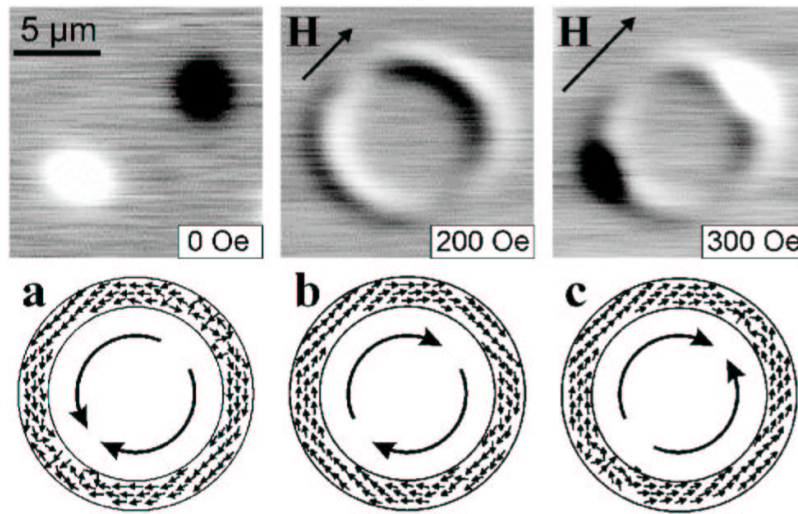


Figura 1.9: Imágenes de *scanning Hall probe microscope* (SHPM) y cálculos micromagnéticos del estado *onion* y del estado vórtice en un campo magnético aplicado: (a) estado *onion* en la remanencia (b) estado vórtice a 200 Oe y (c) estado *onion* inverso a 300 Oe después del *switching*. J. Bekaert *et al.* [39].

cuatro se estudian las propiedades magnéticas de nanoestructuras de 200 nm con forma de triángulo de Reuleaux (ver la figura 1.10) comparadas con las propiedades registradas en triángulos equiláteros y círculos. Esta figura de alguna forma mezcla las características geométricas del círculo con las del triángulo. Dado que los resultados obtenidos con esta figura resultaron interesantes en el capítulo cinco se estudia el comportamiento de los anillos que tienen forma de triángulos de Reuleaux donde se han modificado la redondez de sus vértices. Finalmente se presentan las conclusiones del trabajo realizado así como las perspectivas del mismo.

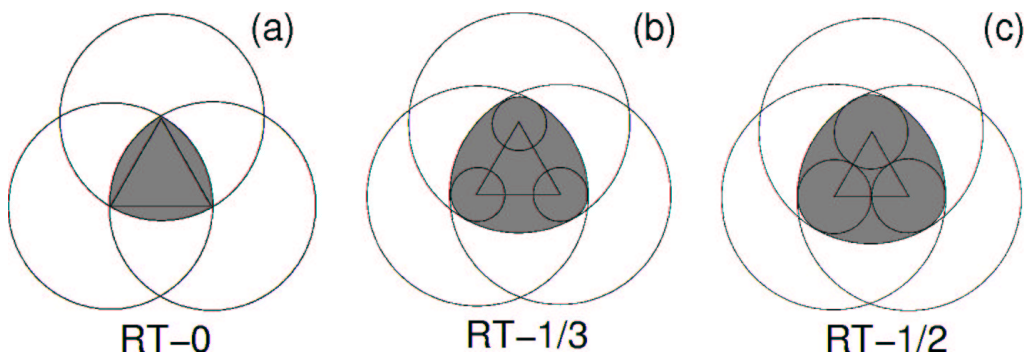


Figura 1.10: La parte sombreada de la figura, muestra diferentes formas de triángulos de Reuleaux con sus vértices redondeados (a) cero (b) un tercio y (c) un medio del valor del lado del triángulo equilátero que encierran [40].

Bibliografía

- [1] National Science and Technology Council (NSTC) Committee on Technology. The Interagency Working Group on Nanoscience and Technology (IWGN). **Nanostructure Science and Technology: A Worldwide Study, Maryland, 1999.**
- [2] M. Kläui, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, W. Wernsdorfer, G. Faini, E. Cambril. Appl. Phys. Letter, **81**, 1, 108, (2002). **Controlled magnetic switching in single narrow rings probed by magnetoresistance measurements.**
- [3] L. Richard Carley, James A. Bain, Gary K. Fedder, David W. Greve, David F. Guillou, Michael S. C. Lu, Tamal Mukherjee, Suresh Santhanam, Leon Abelman, Seungook Min. J. Appl. Phys., **87**, 9, (2002). **Single-Chip computers with microelectromechanical systems-based magnetic memory.**
- [4] J. I. Martín, J. Nogués, Kai Liu, J. L. Vincent, Ivan K. Schuller, J. Magn. Magn. Mater., **256**, 449-501 (2003). **Ordered magnetic nanostructures: fabrication and properties.**
- [5] A. Maeda, M. Kume, T. Ogura, K. Kuroki, T. Yamada, M. Nishikawa, Y. Harada, J. Appl. Phys., **76**, 6667 (1994). **Magnetic wire and box arrays.**
- [6] P. Vavassori, V. Metlushko, M. Grimsditch, B. Ilic, P. Neuzil, R. Kumar, Phys. Rev. B, **61**, 5895 (2000). **Magneto-optical studies of superlattice dot arrays.**
- [7] T. Ono, H. Miyajima, K. Shigeto, T. Shinjo, J. Magn. Magn. Mater., **225**, 198-199 (1999). **Dot-arrays of Co/Pt multilayers with perpendicular magnetic anisotropy.**
- [8] Y. Martin, H. K. Wickramasinghe, Appl. Phys. Lett., Volume 50, 1455 (1987). **Magnetic imaging by force microscopy with 1000 Å resolution.**
- [9] O. Kazakova, M. Hanson, A. M. Blixt and B. Hjorvarsson, J. Magn. Magn. Mater., **258-259**, 348-351 (2003). **Domain structure of circular and ring magnets.**
- [10] R. D. Gomez, T. V. Luu, A. O. Pak, K. J. Kirk and J. N. Chapman, J. Appl. Phys., **85**, 8 (1999). **Domains Configurations of nanostructured Permalloy elements.**

-
- [11] W. F. Brown Jr., **Micromagnetics**, Interscience, New York, 1963. Alex Hubert and Rudolf Schafer. **Magnetic Domains, The analysis of magnetic microstructures**. Springer. Bertotti, **Magnetic Hystereis**.
- [12] N. A. Usov and S. E. Peschany, *J. Magn. Magn. Mater.*, **130**, 275, (1994). **Flower state micromagnetic structure in fine cylindrical particles.**
- [13] R. P. Cowburn, A. O. Adeyeye, and M. E. Wellan, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1042 (1999). **Single-Domain Circular Nanomagnets.**
- [14] M. S. Cohen, *J. Appl. Phys.*, **36**, 1602 (1965). **Lorentz Microscopy of Small Ferromagnetic Particles.**
- [15] E. F. Wassermann et al., *J. Appl. Phys.*, **83**, 1753 (1998). **Fabrication of large scale periodic magnetic nanostructures.**
- [16] N. A. Usov, *J. Magn. Magn. Mater.*, **203**, 277-279 (1999). **Magnetization curling in soft type ferromagnetic particles with large aspect ratios.**
- [17] C. A. Ross, M. Hwang, M. Shima, J. Y. Cheng, H. I. Smith, M. Farhoud, T. A. Savas, W. Schwarzacher, J. Parrochon, W. Escoffier, H. Neal Bertram, F. B. Humphrey and M. Redjda. *J. Magn. Magn. Mater.*, **249**, 200-207 (2002). **Magnetic properties of arrays of electrodeposited nanowires.**
- [18] S. Wirth, J. J. Heremans, S. V. Molnar, M. Field, K. L. Capman, A. C. Gossard and D. D. Awschalom. *IEEE Trans. Magn.* **34**, 1105 (1998). **Magnetic anisotropy in arrays of nanometer-scale iron particles.**
- [19] S. Wirth, M. Field, and D. D. Awschalom, *Phys. Rev. B*, **57**, 14028 (1998). **Magnetization behavior of nanometer-scale iron particles.**
- [20] O'Barr and S. Schultz, *J. Appl. Phys.*, **81**, 5458 (1997). **Switching field studies of individual single domain Ni columns.**
- [21] C. Seberino and H. N. Bertram, *IEEE Trans. Magn.* **33**, 3055 (1997). **Micromagnetics of long ferromagnetic particles.**
- [22] J. E. Wegrowe, D. Kelly, A. Franck, S. E. Gilbert, and J. P. Ansermet, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3681 (1999). **Magnetoresistance of Ferromagnetic Nanowires.**

-
- [23] C. A. Ross, M. Hwang, M. Shima, J. Y. Cheng, M. Farhoud, T. A. Savas, H. I. Smith, W. Schwarzacher, F. M. Ross, M. Redjidal and F. B. Humphrey, Phys. Rev. B (2002). **Micromagnetic behavior of electrodeposited cylinder arrays.**
- [24] N. A. Usov, C. R. Chang, and Z. H. Wei, J. Appl. Phys., **89**, 7591 (2001). **Nonuniform magnetization structures in thin soft type ferromagnetic elements of elliptical shape.**
- [25] W. Wernsdorfer, E. B. Orozco, K. Hasselbach, A. Benoit, B. Barbara, N. Demoncy, A. Loiseau, H. Pascard and D. Mailly, Phys. Rev. Lett. **78**, 1791, (1997). **Experimental Evidence of the Néel-Brown Model of Magnetization Reversal.**
- [26] D. K. Kolstov, R. P. Cowburn, and M. E. Welland, J. Appl. Phys., **88**, 5315 (2000). **Micromagnetics of ferromagnetic equilateral triangular prisms.**
- [27] R. P. Cowburn and M. E. Welland, Phys. Rev. B, **58**, 9217 (1998). **Micromagnetics of the single-domain state of square ferromagnetic nanostructures.**
- [28] M. Hehn, K. Ounadjela, J-P Bucher, F. Rousseaux, D. Decanini, B. Bartenlian, and C. Chappert, Science **272**, 1782 (1996). **Nanoscale Magnetic Domains in Mesoscopic Magnets.**
- [29] O. Fruchart, B. Kevorkian, and J. C. Toussaint, Phys. Rev. B **63**, 174418 (2001). **Micromagnetic model of noncollective magnetization reversal in ultrathin magnetic dots with in-plane uniaxial anisotropy.**
- [30] L. Torres, E. Martinez, L. Lopez-Diaz and J. Iniguez, J. Appl. Phys., **89**, 7585 (2001). **Micromagnetic switching of patterned square magnetic nanostructures.**
- [31] L. Lopez-Diaz, J. Rothman, M. Kläui and J. A. C. Bland, IEEE Trans. Magn., **36**, 3151 (2000). **Computational study of first magnetization curves in small rings.**
- [32] J. Rothman, M. Kläui, L. Lopez-Diaz, C. A. F. Vaz, A. Bleloch, J. A. C. Bland, Z. Cui, and R. Speaks, Phys. Rev. Lett., **86**, 1098 (2001). **Observation of a Bi-Domain State and Nucleation Free Switching in Mesoscopic Ring Magnets.**
- [33] J. G. Zhu, Y. Zheng, and G. A. Prinz, J. Appl. Phys., **87**, 6668 (2000). **Ultrahigh density vertical magnetoresistive random access memory (invited).**

-
- [34] L. Lopez-Diaz, J. Rothman, M. Kläui, and J. A. C. Bland, *J. Appl. Phys.*, **89**, 7579 (2001). **Vortex formation in magnetic narrow rings: The role of magneto-crystalline anisotropy.**
- [35] C. A. F. Vaz, M. Kläui, L. Lopez-Diaz, J. Rothman, A. Bleloch, Z. Cui, R. Speaks and J. A. C. Bland *J. Magn. Magn. Mater.*, **249** 208-213 (2002). **Mesoscopic FCC Co ring magnets.**
- [36] M. Kläui, C. A. V. Vaz, J. Rothman, L. Lopez-Diaz, and J. A. C. Bland, *J. Phys.:Condens. Mater.* **15** R985 (2003). **Vortex formation in narrow ferromagnetic rings.**
- [37] M. Kläui, C. A. F. Vaz, L. J. Heyderman, U. Rudiger, J. A. C. Bland, *J. Magn. Magn. Mater.*, **290-291**, 61-67 (2005). **Spin switching phase diagram of mesoscopic ring magnets.**
- [38] T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, T. Ono, *Science* **289**, 930 (2000). **Magnetic Vortex Core Observation in Circular Dots of Permalloy.**
- [39] J. Bekaert, D. Buntix, C. Van Haesendonck, V. V. Moshchalkov, J. De Boeck, G. Borghs, V. Metlushko, *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 3413 (2002). **Noninvasive magnetic imaging and magnetization measurement of isolated mesoscopic Co rings.**
- [40] Un triángulo de Realeaux (TR) es un figura geométrica con la menor área de una curva de ancho constante dado [41]. Se puede construir de manera fácil trazando arcos desde cada vértice de un triángulo equilátero entre los otros dos vértices. La figura resultante tiene un ancho constante igual a la longitud del lado del triángulo interior.
- [41] W. Blaschke, *Math. Ann.*, **76**, 504 (1915).

Capítulo 2

Micromagnetismo

2.1. Introducción

Para el estudio teórico de propiedades magnéticas de nanoestructuras, desde un punto de vista riguroso, es necesario construir la teoría mediante un formalismo mecánico cuántico. El magnetismo de cualquier material, no importando su tamaño, está determinado por el comportamiento de los espines totales de los electrones involucrados. No obstante que, por ejemplo, para átomos aislados de elementos es posible entender el magnetismo mediante reglas de la mecánica cuántica, como las reglas de Hund, en materiales con grandes dimensiones es imposible hacerlo por la enorme cantidad de espines electrónicos que participan y su comportamiento magnético definitivamente involucra complicados procesos mecánico cuánticos. Actualmente, en el mejor de los casos, solo es posible estudiar el magnetismo en cúmulos de pocas decenas de átomos utilizando técnicas de estructura electrónica, por ejemplo, lo que significa tamaños extremadamente pequeños, del orden de 1 o 2 nanómetros a lo más. Estos sistemas no entran dentro de nuestro tema de estudio. Nosotros estamos interesados en sistemas que tienen tamaños de decenas o centenas de nanómetros. En este sentido es necesario utilizar una teoría que contenga los elementos necesarios para abordar el fenómeno del magnetismo en materiales con dimensiones del orden de nanómetros y que no requiera un tiempo exagerado de cálculo para obtener resultados relevantes. La teoría que toma en cuenta esta situación es la teoría micromagnética (nombre dado por Brown [1]) que a diferencias de las teorías mecánico cuánticas (casi imposible de incluir) incluye en su formulación las fuerzas magnetoestáticas. Debido a esta inclusión no es posible usar la mecánica cuántica y es necesario irse al terreno del continuo y atacar el problema desde un punto de vista “macroscópico” usando las leyes de Maxwell (ver apéndice A) y modelando

la interacción entre momentos magnético y la anisotropía de una manera clásica.

La teoría micromagnética ha sido utilizada principalmente en el estudio de los procesos de inversión de la magnetización. En sus fundamentos lo que sencillamente hace es trabajar con una teoría continua del vector de magnetización en lugar de trabajar con los espines electrónicos asociados a los átomos. Mediante esta teoría ha sido posible estudiar los efectos de corto alcance motivados por las energías de intercambio y de largo alcance (de decenas a centenares de nanómetros) motivados por la energía magnetoestática. Es una teoría que ha podido correlacionar cuantitativamente el efecto que la microestructura y los detalles de la geometría de las nanoestructuras tienen en el proceso de histéresis y por tanto permite seguir paso a paso cuales son los mecanismos en los que la magnetización se invierte. En el proceso de cálculo lo que se hace es dividir el elemento a estudiar en pequeñas celdas cúbicas en las que el vector de magnetización se supone uniforme. El tamaño de la celda tiene que ser del orden o más pequeño que la longitud de intercambio. La precesión de Larmor del vector de magnetización o en otras palabras, la trayectoria física del vector de magnetización que la conduce al equilibrio, en cada celda, está gobernada por la ecuación de Gilbert o su equivalente ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert, en la que interviene un parámetro fenomenológico de amortiguamiento α y un campo magnético efectivo que es obtenido del negativo de la derivada funcional de la energía libre de Gibbs (ver apéndice A). En lo que resta de este capítulo expondremos brevemente los elementos que conforman la teoría micromagnética y su impacto en el estudio de los procesos de magnetización en las nanoestructuras, a saber, la energía magnetoestática, la energía de intercambio, la energía de anisotropía y la energía del campo externo.

2.2. Energía en un sistema ferromagnético

La energía total de un sistema micromagnético viene dada por la energía libre de Gibbs, que depende directamente de la magnetización del material, el campo magnético externo y de los parámetros del material. La energía total toma en cuenta las contribuciones macroscópicas de la energía de Zeeman y la energía magnetoestática así como las contribuciones microscópicas tales como la energía de la anisotropía magneto cristalina y la energía de intercambio. El campo magnético externo es independiente de la distribución de la magnetización, mientras que la energía de anisotropía magneto cristalina y la energía de intercambio son interacciones de corto alcance que dependen únicamente de la distribución local de la magnetización. Por el contrario, la magnetoestática es una interacción de largo

alcance lo que la hace más costosa en términos de memoria y tiempo computacional. Esta energía es dependiente de la magnetización por lo tanto es una funcional. Esta funcional participa en la ecuación dinámica de Landau-Lifshitz-Gilbert que al resolverla nos da las diferentes configuraciones que el sistema alcanza antes de llegar al equilibrio. Todas las configuraciones magnéticas presentadas en este trabajo han sido obtenidas mediante el uso del código de OOMMF (por sus siglas en inglés).

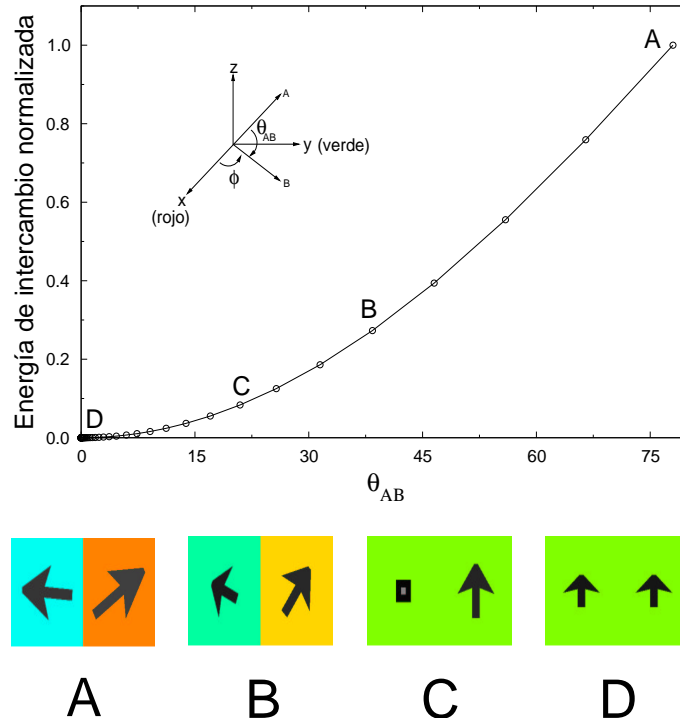


Figura 2.1: Comportamiento de la energía de intercambio normalizada como función del ángulo que forman los espines **A** y **B**. La energía de intercambio es mínima cuando los dos espines forman un ángulo de cero grados o son paralelos.

2.3. Energía de intercambio

Los electrones de los materiales se repelen debido a las fuerzas de Coulomb. Debido a esta interacción la densidad de energía de la función de onda total de un sistema electrónico contiene términos que tienen un origen mecánico cuántico y no tiene un símil en mecánica clásica. Estos términos son lo que se conoce como interacción de intercambio y son consecuencia directa del principio de exclusión de Pauli. Este tipo de acoplamiento solo está presente a distancias muy pequeñas de interacción. Este término puede ser

expresado como $E_{int} = -2J_{int}\mathbf{S}_A \cdot \mathbf{S}_B$ para dos átomos. J_{int} representa la integral de intercambio de las funciones de onda electrónicas de cada átomo. \mathbf{S}_A y \mathbf{S}_B representan el espín total de cada átomo, respectivamente. De acuerdo a esto el mínimo de este término se obtiene cuando \mathbf{S}_A y \mathbf{S}_B son paralelos y como consecuencia E_{int} es cero en una situación de magnetización homogénea y aumenta su valor en el caso de que la magnetización presentara irregularidades. Tomando esto en cuenta su análogo clásico puede ser expresado como $E_{int} = A|\nabla\mathbf{M}|^2$ donde el gradiente está considerando los cambios de la magnetización [2]. La única restricción impuesta para que esta expresión pueda ser usada en los cálculos micromagnéticos es que el tamaño de las celdas en que se divide el material en estudio sea menor que la longitud de intercambio [3]. Por tanto, la energía de intercambio surge como resultado de la interacción que existe entre el vector de magnetización definido en cada celda. Esta interacción obliga a los vectores de magnetización vecinos a permanecer paralelos, por lo que cualquier configuración magnética donde exista un ángulo entre ellos produce claramente un incremento en la energía.

A manera de ejemplo, en la Fig. 2.1 se muestra el comportamiento de la energía de intercambio normalizada como función del ángulo entre dos vectores de magnetización \mathbf{A} y \mathbf{B} asociados a celdas vecinas. Se puede observar que iniciando con una configuración aleatoria (marcado con A) la energía de intercambio tiende a disminuir a medida que el ángulo entre ellos es menor y tendiendo a cero a medida que los vectores llegan a ser paralelos. El significado de los colores puede verse en el esquema interno de la figura.

2.4. Energía de anisotropía

El formalismo del magnetismo de Heisenberg es isotrópico, es decir no considera una dirección preferencial de magnetización del material. Como lo hemos visto en el apartado anterior debido a las fuerzas de intercambio se promueve que todos los espines de un material ferromagnético se alineen paralelamente entre si. En particular, si hay un campo magnético aplicado externamente estos tenderán a alinearse a lo largo de la dirección de ese campo aplicado. Algunos materiales magnéticos se saturan con mayor facilidad para una dirección del campo aplicado determinada. Esta situación es debido a que la densidad electrónica asociada al momento angular orbital y por ende al enlace químico logra rotar fácilmente en ciertas direcciones y de esta forma saturarse más fácilmente. La dirección en la que el material ferromagnético se satura más fácilmente se le llama eje fácil y si sucede lo contrario la dirección es asociada se le denomina eje difícil. La energía asociada a esta

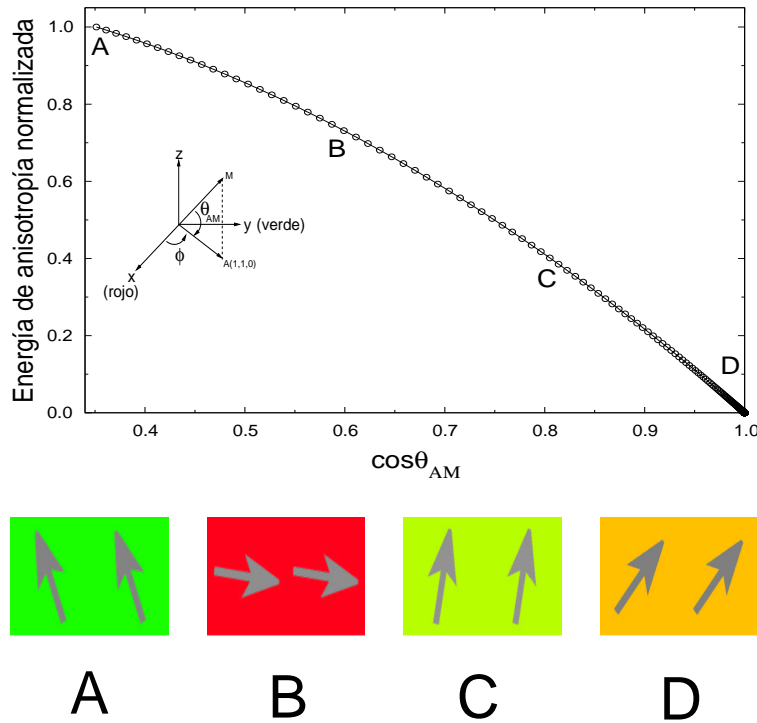


Figura 2.2: Comportamiento de la energía de anisotropía normalizada como función del coseno del ángulo que forman el vector de la magnetización (\mathbf{M}) con el vector de la anisotropía (\mathbf{A}). En este caso para mayor claridad el vector de anisotropía está orientado en la dirección (110), como se indica en la figura insertada. Se puede observar que la energía es mínima para cuando la magnetización está orientada en dirección de la anisotropía del material.

situación puede ser expresada mediante $E_{ani} = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + \dots$, donde K_1 y K_2 son constantes fenomenológicas y θ es el ángulo entre el vector de magnetización y el vector definiendo al eje fácil. Esta energía es llamada energía de anisotropía magnetocrystalina. Su origen proviene de la interacción espín-orbita, es decir describe la interacción de la magnetización con la red cristalina. Los orbitales del electrón están íntimamente ligados a la estructura cristalina y debido a la interacción que tienen con los espines estas órbitas inducen a que los espines se alineen preferentemente a lo largo de los ejes cristalográficos bien definidos, por tanto, su minimización orienta la magnetización preferentemente a lo largo de ciertas direcciones cristalográficas. En la dirección fácil esta energía es un mínimo y en la dirección difícil es un máximo. Por ejemplo el cobalto tiene la propiedad de poder magnetizarse con mayor facilidad en la dirección [0001]. No obstante que la magnitud de la magnetización de un material está determinada por la interacción de intercambio, ya que la contribución de la energía de la anisotropía magnetocrystalina es muy pequeña, la dirección

del vector de magnetización está determinada por esta anisotropía magnetocristalina.

A manera de ejemplo, en la Fig. 2.2 se muestra el comportamiento de la energía de anisotropía magnetocristalina normalizada como función del coseno del ángulo que forman el vector de la anisotropía y el vector de magnetización. La energía es mínima cuando la magnetización del material toma la dirección de la anisotropía del material, que en este caso se supuso que se encuentra en la dirección (110). En nuestro trabajo desarrollado en los capítulos siguientes usamos materiales policristalinos o con simetría cúbica.

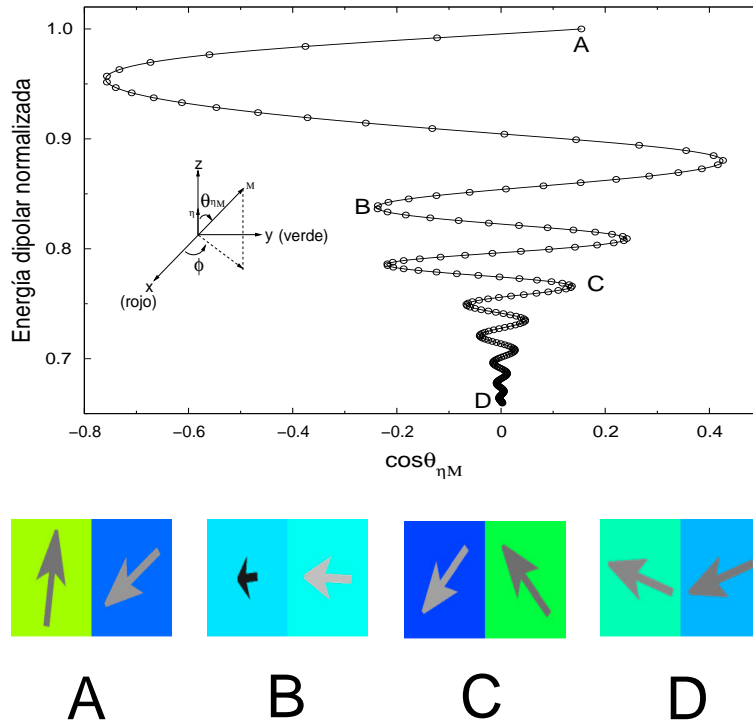


Figura 2.3: Comportamiento de la energía de desmagnetización normalizada como función del coseno del ángulo que forman el vector de la magnetización (\mathbf{M}) con un vector unitario normal (η) a la superficie del material. Puede observarse que los espines prefieren permanecer descansando sobre la superficie del material para minimizar la energía, lo que indica que el ángulo formado por los dos vectores es de 90 grados.

2.5. Energía magnetoestática

El origen de la energía magnetoestática son las interacciones clásicas entre los dipolos magnéticos. La minimización de esta energía produce que los espines tiendan a alinear a lo largo de la superficie del material de tal modo que la parte superior de un espín coincide

con la parte inferior del otro. Además esta energía tiende a dividir el material magnético en regiones llamadas dominios los cuales se encuentran uniformemente magnetizados. En muy pequeñas estructuras la interacción de intercambio es tan intensa que es difícil que la energía magnetoestática las divida en dominios magnéticos y se dice que son nanomagnetos monodominio. En nanoestructuras esta energía produce configuraciones de espín homogéneas e inhomogéneas que se asemejan a ciertas figuras tales como cebollas, torbellinos, flores, vórtices, etc. y de ahí sus nombres denotando determinado arreglo vectorial dentro del nanoelemento. Esta situación es determinada por la geometría que tienen las nanoestructuras y surge por la necesidad de minimizar los efectos de las cargas superficiales formadas en su superficie.

En la fig. 2.3 se muestra el comportamiento de la energía magnetoestática normalizada como función del coseno del ángulo que forman el vector de la magnetización \mathbf{M} con un vector unitario normal η a la superficie del material. Los vectores de magnetización tienden a alinearse a la superficie del material de tal manera que formen un ángulo de 90 grados con el vector normal η , de tal manera que el producto punto sea lo más pequeño posible. Por ejemplo, en el caso de un círculo tiende a formar vórtices que son configuraciones de vectores que forman círculos alrededor de su centro, como veremos en el siguiente capítulo. Esta configuración aumenta la energía de intercambio, sobre todo debido al centro del círculo donde la rotación se vuelve muy difícil por razones geométricas y los vectores de magnetización tienden a salirse del plano [4].

2.6. Energía de Zeeman

La energía de Zeeman es la interacción de la magnetización con un campo magnético externo. En la figura 2.4 mostramos el comportamiento de la energía de Zeeman con respecto al coseno del ángulo entre el vector de magnetización y el vector que define la dirección del campo magnético aplicado. Claramente se observa que esta energía es mínima cuando los vectores de magnetización son paralelos al campo aplicado.

2.7. El *software* OOMMF

El *software* OOMMF (Object Oriented Micromagnetic Framework) es un código público que se obtiene gratis mediante internet en la dirección siguiente: www.math.nist.gov/oommf. Es muy versátil ya que se puede usar en diferentes arquitecturas computacionales. Además,

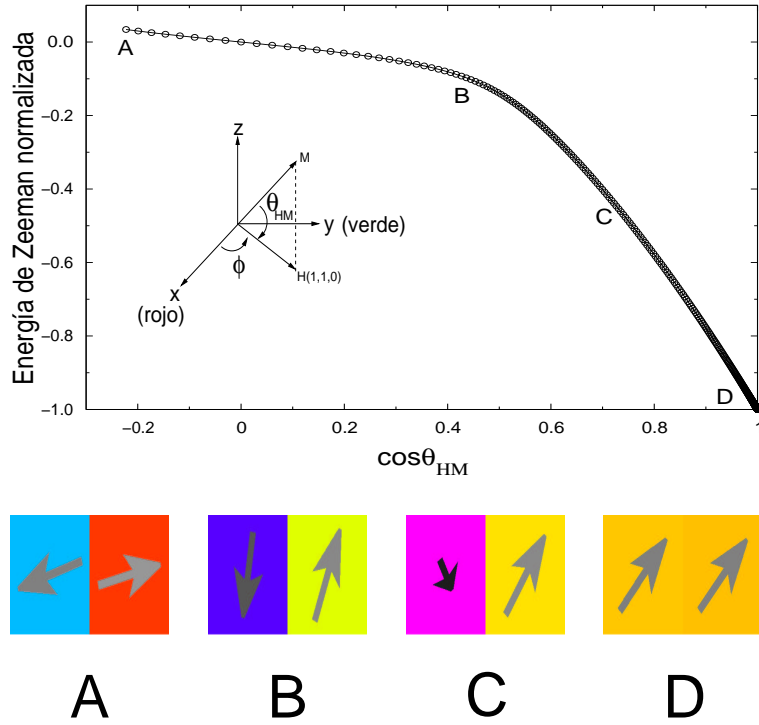


Figura 2.4: Comportamiento de la energía de Zeeman normalizada como función del coseno del ángulo que forman el vector de la magnetización (\mathbf{M}) con el vector del campo magnético aplicado (\mathbf{H}). Para observar los efectos del término de Zeeman el campo externo aplicado se encuentra en la dirección (110). Nótese que los espines se alinean en dirección del campo aplicado para minimizar esta energía.

el software para su visualización consta de subrutinas Tcl/Tck lo cual lo hace muy usable en diferentes sistemas de cómputo. Los términos de la energía que se usan en este código son los siguientes:

$$\begin{aligned}
 E_{\text{int}} &= \int \left(A_{\text{exch}} [\nabla \vec{\mathbf{m}}(\vec{\mathbf{r}})]^2 \right) d^3 \mathbf{r} \\
 E_{\text{anis}} &= \int \left((K_1) \frac{(\vec{\mathbf{n}} \cdot \vec{\mathbf{M}})^2}{M_s^2} \right) d^3 \mathbf{r} \\
 E_{\text{zeem}} &= \int \left(-\frac{\mu_0}{2} (\vec{\mathbf{M}} \cdot \vec{\mathbf{H}}_m) \right) d^3 \mathbf{r} \\
 E_{\text{demag}} &= \frac{\mu_0}{2} \vec{\mathbf{M}}(\mathbf{r}) \cdot \left(\int \frac{\nabla \cdot \vec{\mathbf{M}}(\vec{\mathbf{r}}') (\vec{\mathbf{r}} - \vec{\mathbf{r}}') d^3 \mathbf{r}'}{|\vec{\mathbf{r}} - \vec{\mathbf{r}}'|^3} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{4\pi} \int \frac{\vec{\mathbf{n}} \cdot \vec{\mathbf{M}}(\vec{\mathbf{r}}') (\vec{\mathbf{r}} - \vec{\mathbf{r}}') da'}{|\vec{\mathbf{r}} - \vec{\mathbf{r}}'|^3} \right)
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

La energía de intercambio se calcula mediante el producto punto de ocho vecinos [5]. La energía magnetoestática se calcula mediante las transformadas de Fourier rápidas (FFT por sus siglas en inglés) de un potencial escalar. La magnetización de la nanoestructura se obtiene como una solución de la ecuación dinámica de Landau-Lifshitz-Gilbert:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\frac{\omega}{(1 + \lambda^2)} \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\lambda \omega}{(1 + \lambda^2) M_s} \left(\vec{M} \times \vec{M} \times \vec{H}_{eff} \right), \quad (2.2)$$

donde

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_{total}}{\partial \vec{M}} \quad (2.3)$$

es el campo efectivo, ω es la razón giromagnética y λ es la constante de amortiguamiento.

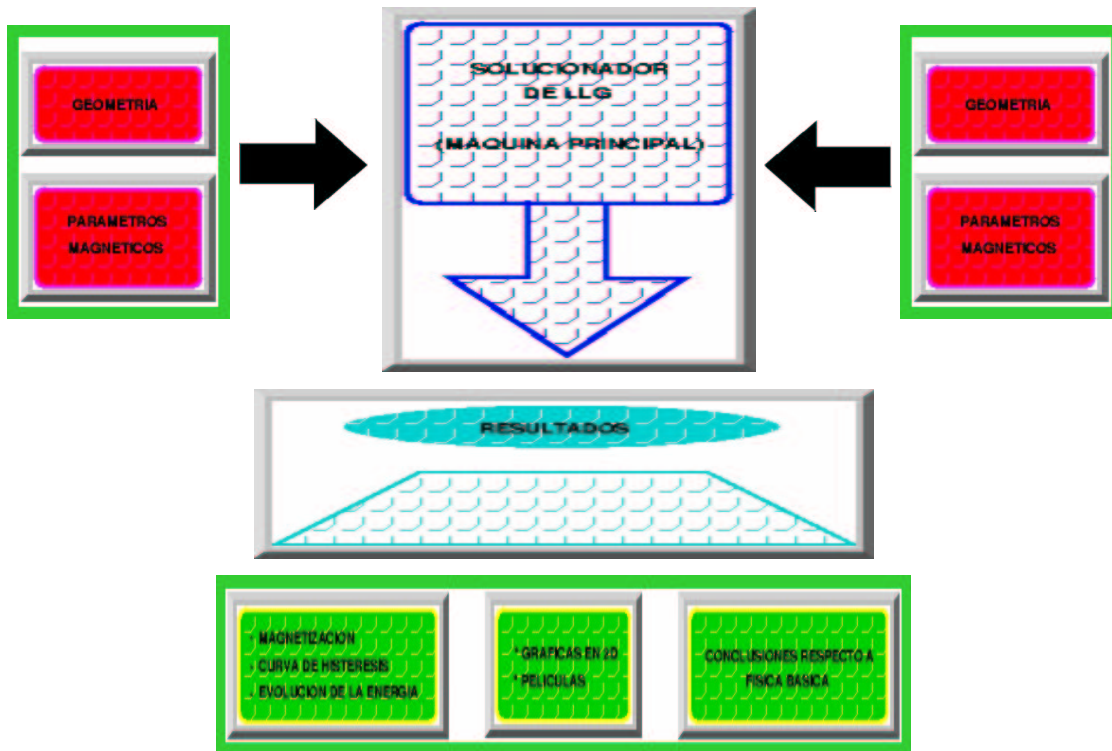


Figura 2.5: Diagrama del algoritmo usado en los cálculos micromagnéticos.

Este código contiene todos los elementos necesarios para obtener el comportamiento de la magnetización al aplicarle un campo externo y con esto se obtiene también el ciclo de

histéresis. Este código tiene la posibilidad de introducir cualesquiera figuras en formato GIF o PPM. Uno de los parámetros que es importante seleccionar con cuidado es el tamaño de la celda en que se subdividen el nanomagnet. Nosotros usamos el tamaño de 2 nm, con esto aseguramos que estamos muy debajo de los límites marcados por la longitud de intercambio. Un esquema del algoritmo del cálculo micromagnético del código OOMMF se muestra en la Fig. 2.5.

Bibliografía

- [1] W. F. Brown Jr., **Micromagnetics**, Interscience, New York, 1963.
- [2] Aharoni A., **Introduction to the Theory of Ferromagnetism**, 1996, Clarendon Press, Oxford.
- [3] V. Tsiantos, W. Scholz, D. Suess, T. Schrefl and J. Fidler, *J. Magn. Magn. Mater.*, **242-245**, Part 2, 999-1001 (2002). **The effect of the cell size in Langevin micromagnetic simulations.**
- [4] A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern and R. Wiesendanger, *Science*, **298**, 577 (2002). **Direct Observation of Internal Spin Structure of Magnetic Vortex Cores.**
- [5] M. J. Donahue and R. D. McMichael, *Physica B*, **233**, 272-278 (1997). **Exchange energy representations in computational micromagnetics.**

Capítulo 3

Nanoanillos de hierro de 80 *nm* de diámetro

3.1. Introducción

La evolución tan rápida que ha tenido la fabricación de nanoestructuras magnéticas ha impulsado también un enorme interés en el desarrollo de teorías y modelos magnéticos para explicar los fenómenos observados en estos sistemas. Como lo hicimos notar en la introducción, las simulaciones micromagnéticas han resultado ser una herramienta exitosa en la predicción de propiedades magnéticas en nanomagnetos reales. Una diversidad de tamaños, formas y materiales se han estudiado con esta herramienta [1–5]. Como ya vimos en el capítulo anterior, esta teoría involucra el cálculo de los ingredientes principales que determinan las propiedades magnéticas de los materiales, a saber, las energías de intercambio, de anisotropía, de Zeeman y la magnetoestática. En particular, para las aplicaciones en dispositivos de almacenamiento de alta densidad de información por medios magnéticos, es importante conocer la estabilidad de los estados magnéticos que se presentan en las nanoestructuras debido a la competencia de estas energías [6, 7]. Por lo tanto, antes de fabricar un arreglo de nanoelementos, sean éstos, *nanodots*, nanoalambres o nanoanillos es imprescindible hacer un estudio teórico de sus propiedades magnéticas. Actualmente, es bien sabido que en elementos nanoscópicos, el mecanismo que promueve la inversión de la magnetización está determinado fuertemente por sus características geométricas y su anisotropía magnética intrínseca. Efectivamente, varios grupos de investigación han puesto mucha atención a encontrar la figura “ideal” que presente el mecanismo *switching* más simple, más rápido (tiempo para invertir la magnetización) y con mejor reproducibilidad

(control), los cuales son prerequisites indispensables para poderlos aplicar en dispositivos de dimensiones sub-microscópicas [8–12].

Para controlar el mecanismo de *switching*¹ de manera precisa, es necesario que el estado magnético este bien definido en la remanencia (campo magnético aplicado igual a cero), y de esta manera se asegure su reproducibilidad. Con este propósito se han realizado estudios teóricos y experimentales de los procesos de inversión de la magnetización en discos circulares [10, 13], cuadrados [14–16], rectángulos [17–19], triángulos [20–22], elípticos [23–25] y otros tipos de figuras geométricas [26–28]. De acuerdo a varios investigadores, lo ideal sería encontrar estados magnéticos con un solo dominio (monodominio) cuya inversión de su magnetización se lleve a cabo mediante una rotación coherente [29]. Sin embargo, independientemente de como sea la figura geométrica del nanomagnet, debido a la presencia del campo de desmagnetización inducido por las interacciones dipolares, se inicia una nucleación de magnetización invertida cerca de los bordes del nanoelemento lo que produce como consecuencia fronteras entre diferentes orientaciones de magnetización presentes en el mismo [8, 13].

Estas conclusiones han sido demostradas en los experimentos realizados en nanomagnets de diferentes figuras geométricas, donde las configuraciones magnéticas son promovidas por las rugosidades o defectos en los bordes, que por lo regular presentan este tipo de nanoestructuras. En general, se ha observado que este tipo de inhomogeneidades actúan como centros de nucleación desde donde se inicia el proceso de inversión de la magnetización y por tanto influye en la formación de paredes de dominios que determinan estados magnéticos intermedios con configuraciones de momentos magnéticos complicadas. En estos casos, el mecanismo de *switching* es muy complejo y difícil de controlar. Una forma de evitar estas dificultades es con el uso de elementos circulares donde se presentan configuraciones cerradas tipo vórtice que no se ven afectadas apreciablemente por este tipo de rugosidades en los bordes de los nanoelementos. En este caso, el campo de desmagnetización es cero y en este estado magnético es posible el almacenamiento magnético [30]. Sin embargo, a medida que reducimos el tamaño del disco, en su centro se genera una configuración de momentos magnéticos que están dirigidos hacia fuera del plano, lo que implica bastante energía, el límite donde este estado tipo vórtice es estable, es cuando los diámetros son mayores a 100 nm [10, 12], por lo que la densidad de “bits” quedaría limitada

¹hemos decidido usar la palabra *witching* en inglés dado que denota mejor el proceso en el cual hay una inversión de momento magnético en una región del nanomagnet

por ese tamaño. Una manera de resolver este problema es quitar el “centro” del disco y formar anillos ferromagnéticos [31]. Aparte de que mejora la estabilidad del estado vórtice, el campo de desmagnetización es nulo, lo cual no sucede en los discos.

No obstante que se han mejorado las propiedades magnéticas de las nanoestructuras utilizando diferentes figuras geométricas [32, 33], la forma geométrica que más éxito ha tenido dentro del campo de micromagnetismo es el anillo circular [31, 34]. En este tipo de nanoestructuras anulares se han observado varios tipos de configuraciones de los momentos magnéticos que van de la configuración *onion* [9, 35], vórtice [10], *core* vórtice [36, 37]. Por ejemplo, Rahm *et al.* [38], estudió experimentalmente las propiedades magnéticas de anillos de níquel de diámetros externos que variaban desde $1.2 \mu\text{m}$ a $2.0 \mu\text{m}$ y con diámetros internos en el rango de 0.3 a $1.6 \mu\text{m}$ mediante magnometría Hall a diferentes temperaturas (4.2 a 150 K) observando dos estados estables: el estado *vortex* y el estado *onion* en sus anillos, que también se presentan en anillos con huecos grandes [9]. El proceso de inversión de la magnetización se llevó a cabo mediante dos cambios bruscos en la magnetización determinados por la transformación de la configuración *onion* a *vortex* y de *vortex* a la de *onion*-inverso. Otro ejemplo, lo tenemos con S. P. Li, *et al.* [39], utilizando el efecto Kerr magneto-óptico y un microscopio de fuerza magnética determinaron la estabilidad del estado magnético *vortex* en anillos de cobalto policristalinos en función del espesor y diámetro de los anillos. Los diámetros externos en este caso fueron de 300 nm a 800 nm y los internos de 100 a 400 nm. Similarmente a los otros investigadores, estos investigadores encontraron dos cambios abruptos en el ciclo de histéresis correspondientes a las transiciones del estado *onion* al estado vórtice. Sin embargo, encontraron que para anillos anchos de diámetro pequeño y con grandes espesores la estabilidad del estado *vortex* es mayor y que para anillos delgados el estado *onion* es probable que sobreviva en la remanencia. Esto es contrario a lo que sucede en el caso de discos [6]. Este mismo grupo de investigación [40] estudió el efecto de la anisotropía magnetocristalina en anillos de cobalto de diámetros exteriores de 600 nm e interiores de 200 nm. Ellos encontraron que esta anisotropía puede favorecer o impedir la nucleación del vortex en el proceso de inversión de la magnetización. Para evitar que las configuraciones magnéticas sean afectadas por las inhomogeneidades de los bordes de los nanomagnetos que actúan como sitios de nucleación de estados intermedios inhomogeneos Rothman y colaboradores [9] estudiaron anillos muy angostos (1.6 nm de diámetro exterior y 1.3 nm de diámetro interior) y de espesor de 34 nm, en donde encontraron dos transiciones entre dos estados magnéticos estables sin estados intermedios: del estado *onion* al estado vórtice y de este al estado *onion* inverso. Estas transiciones

fueron modeladas con micromagnetismo el cual arrojó que en anillos asimétricos es donde se dan las dos transiciones y que en anillos simétricos solo aparece una sola transición del estado *onion* al estado *onion* inverso mediante una rotación casi coherente. En el caso de anillos asimétricos la inversión de la magnetización se lleva a cabo por el anclaje de una de las paredes de dominio formados en el estado *onion* y el movimiento de la otra pared de dominio hacia esta con su posterior aniquilación.

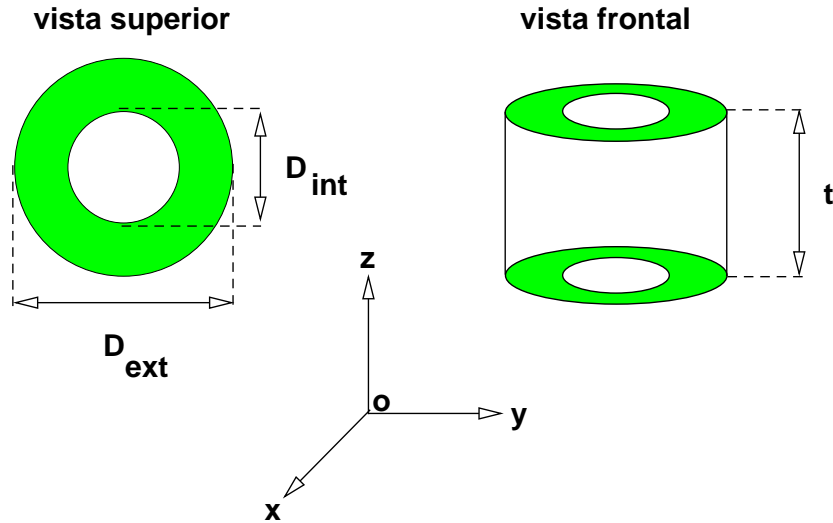


Figura 3.1: Figuras representativas de los anillos usados en los cálculos presentados en este capítulo. El diámetro interior (D_{int}) y el diámetro exterior (D_{ext}) son fáciles de observar en la figura de la parte izquierda. El espesor de los anillos ha sido denotado como t como lo muestra la figura de la derecha. El eje z apunta en la dirección del eje del anillo el cual está colocado en el plano yz .

Como hemos visto, la mayoría de los estudios se han llevado a cabo en anillos de cobalto muy grandes y no ha habido un estudio sistemático en anillos pequeños y de otros elementos tales como hierro, níquel o *permalloy*. En particular se ha visto que nanomagnetos de hierro ofrecen una oportunidad para desarrollar dispositivos [41–44]. En este capítulo presentamos un estudio detallado de los mecanismos de inversión de la magnetización y de sus ciclos de histéresis, sus campos coercitivos y remanencias en función del espesor de los anillos de hierro 80 nm de diámetro externo el cual es un diámetro relativamente pequeño con respecto a la que se encuentra en la literatura. Para mayor claridad, en el cuadro 3.1 mostramos la forma de los anillos utilizados en nuestros cálculos y los parámetros asociados a ellos.

Como ya lo hemos dicho en la introducción en todos los cálculos realizados en este trabajo de tesis hemos utilizado para el estudio de estos sistemas el código público OOMMF [45].

Los parámetros físicos del hierro utilizados son: la anisotropía magnética cúbica $K_1 = 48 \times 10^3 J/m^3$; la constante de intercambio $A = 21 \times 10^{-12} J/m$; la magnetización de saturación $M_S = 1700 \times 10^3 A/m$. Para el cálculo los anillos fueron divididos en celdas de 2 nm. En estas celdas los espines pueden rotar libremente en tres dimensiones. Como vamos a calcular los estados magnéticos estáticos usamos una constante de amortiguamiento de 0,5 con un campo magnético aplicado en la dirección x, cuyo valor fué variado desde 1500 mT hasta -1500 mT y viceversa. Los espesores fueron variados desde 20 nm a 200 nm y los diámetros internos los variamos desde 0 hasta 72 nm. El diámetro externo se mantuvo fijo e igual a 80 nm.

Para entender los resultados que presentamos a continuación, es necesario conocer el significado de los colores de las flechas (momentos magnéticos o también les podemos llamar espines) y los píxeles. En la figura 3.2 (a) se muestran los tres diferentes colores que los momentos magnéticos pueden tomar dependiendo de su ubicación con respecto al plano. Si el espín se encuentra apuntando hacia fuera del plano-xy, es decir, con $z > 0$ entonces su color es blanco, si por el contrario el espín está apuntando hacia fuera del plano-xy con $z < 0$ entonces su color es negro, mientras que si el espín está sobre el plano-xy con $z = 0$ su color es gris. Con respecto a la orientación de los espines con respecto al ángulo que hacen con el eje x positivo, se han asignado las siguientes convenciones, mostradas en la Fig. 3.2 (b), para las zonas en las nanoestructuras que son ocupadas por los espines. Si el espín hace un ángulo cero con el eje x, el color de la zona ocupada por este espín será rojo; si hace un ángulo de 90° con el eje x es verde; en el caso de 180° el color asignado es azul claro y si es de 270° es de color azul marino. Para el caso de ángulos intermedios se combinan los colores mencionados.

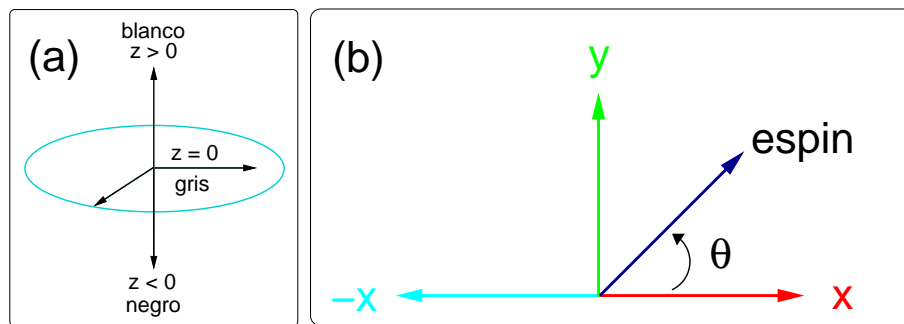


Figura 3.2: Notación correspondiente a los colores que aparecen en las figuras presentadas en este capítulo: (a) para el caso de los espines con respecto al plano (b) para el caso de la orientación de los espines con respecto al ángulo que hacen con el eje x positivo.

3.2. Resultados

La principal contribución de los resultados que presentamos en este capítulo es acerca del efecto que el espesor de nanoanillos de hierro pequeños (80 nm de diámetro) ejerce en sus respectivas configuraciones magnéticas en el proceso de *switching*, en la inversión de la magnetización, en los campos coercitivos y en la remanencia. Comenzamos con los *dots* (círculos sin hueco) de diferentes espesores. En la figura 3.3 se presentan los resultados obtenidos en estos nanomagnetos. La primera columna de la figura 3.3 muestra los ciclos de histéresis obtenidos en estos *dots* y en las columnas de la izquierda se muestran algunas de sus configuraciones de espín en puntos específicos de este ciclo. En el caso de 20 nm de espesor, podemos observar que para campos magnéticos aplicados un poco más grandes a cero mT este sistema se mantiene en un estado saturado con la magnetización dirigida a lo largo de la dirección del campo (rojo). Al reducir el campo aplicado, manteniendo su dirección, la configuración de espín se transforma a un estado que levemente comienza a desviar los espines de la posición de la dirección del campo aplicado y a curvarse en los extremos del círculo (Fig 3.3-1a). Reduciendo un poco más el campo aplicado, pero aún positivo, hay una transición abrupta en la magnetización y esta configuración se colapsa y aparece un estado vórtice (Fig 3.3-1b) cuyo centro está ligeramente arriba del centro del *dot* y la rotación de los espines es en contra de las manecillas del reloj (este tipo de estado también es conocido como un estado C el cual puede verse como un estado vórtice virtual con su centro situado ligeramente fuera del perímetro del nanomagneto circular). En este caso, la energía magnetoestática de esta configuración se reduce considerablemente y la de intercambio y Zeeman aumentan. Cuando el campo aplicado es nulo, esta configuración evoluciona a la misma configuración vórtice pero ahora el centro de este vórtice está en el centro del *dot* y los espines se alinean de acuerdo a la geometría produciendo una curva cerrada como se puede observar en la figura 3.3-1c. Esta configuración de espín tiene magnetización cero y la energía magnetoestática es mínima en esta situación. Al pasar el campo aplicado cero e invertir su dirección, el nanomagneto experimenta un cambio de configuración en donde el centro del vórtice se mueve perpendicularmente a la dirección del campo aplicado y hacia la parte inferior del círculo ver 1d de la figura 3.3. Finalmente a un campo cercano a -300 mT la configuración de espín se estabiliza en un estado saturado (ver 1e de la figura 3.3). En otros trabajo se ha encontrado que en nanomagnéticos de 100 nm de diámetro y 50 nm de espesor (un aspect ratio de 2) se encuentran resultados similares excepto que en ese caso se forma después del estado saturado, un estado *onion* [46].

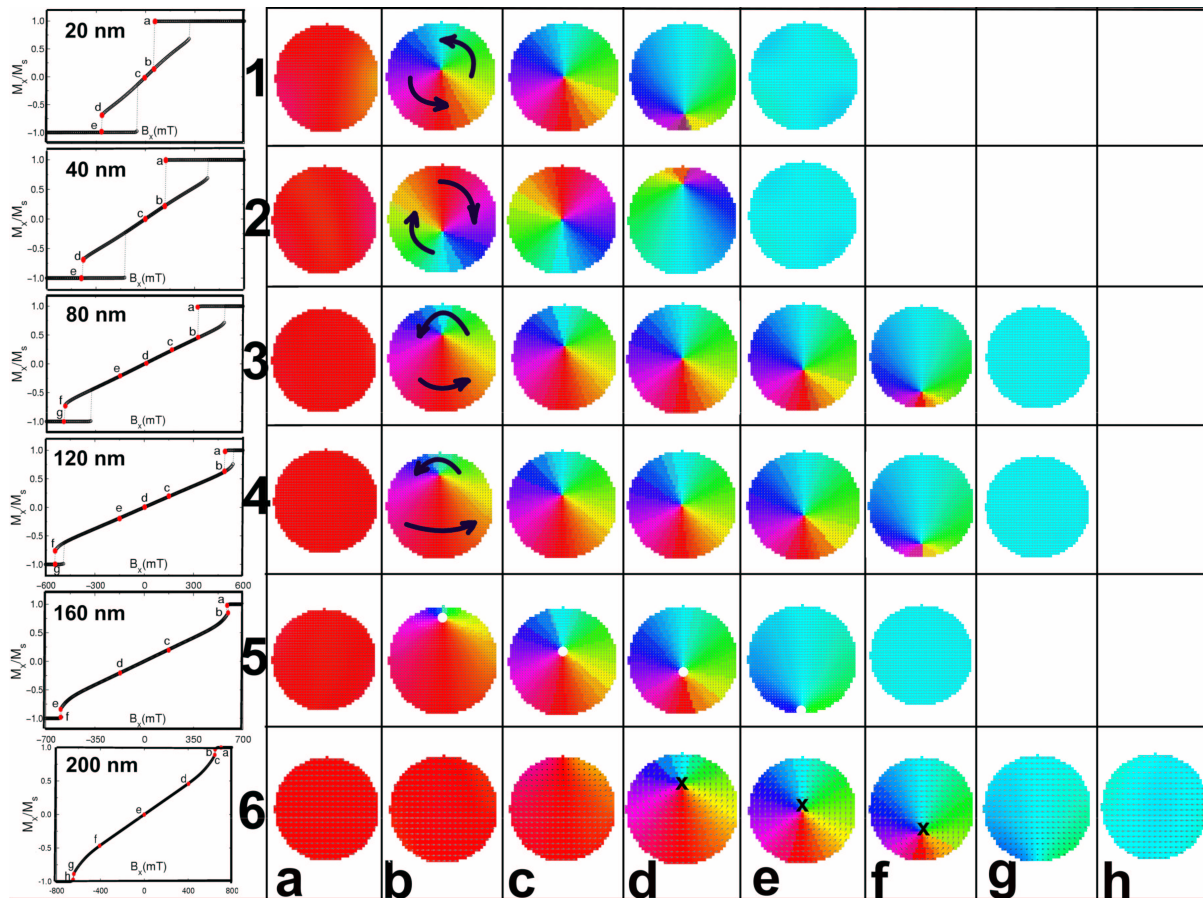


Figura 3.3: En la fila de la izquierda se muestra los ciclos de histéresis de nanomagnets de hierro circulares de 80 nm de diámetro y con diferentes espesores, cuyo valor están insertos en cada una de estas gráficas. Las filas de la derecha son configuraciones de espín para distintos campos magnéticos aplicados señalados con las letras a, b, c, etc. en los ciclos de histéresis.

A medida que el espesor aumenta observamos que la primera transición (un estado cuasi-saturado a un estado tipo vórtice) se lleva a cabo a campos magnéticos aplicados positivos más grandes que en el caso de los *dots* de 20 nm de diámetro (observe en los ciclos de histéresis de la Figura 3.3 como esta transición se realiza a campos positivos más grandes a medida que el espesor aumenta). Es posible observar también que al aumentar el espesor la configuración de espín casi-saturada cambia abruptamente a un estado C con el centro del vórtice colocado más cercanamente a la orilla superior (inferior) del círculo (ver columna b de la Fig. 3.3) y va cambiando su posición, dirigiéndose hacia abajo (arriba) a medida que el campo magnético aplicado aumenta pasando por el centro (el estado vórtice perfecto) cuando el campo aplicado es cero. Cabe mencionar que en el caso de un espesor de 40 nm el estado C tiene una rotación en dirección de las manecillas del reloj como se señala con las

flechas en la figura 3.3 además el centro del vórtice inicial o estado C se encuentra en la parte inferior del centro del *dot*. A partir de 160 nm de espesor los espines “centrales” (del estado C o del estado vórtice) comienzan a apuntar hacia afuera, esta situación se ha marcado con un punto blanco (160 nm de espesor) o hacia adentro, marcado con una x (200 nm de espesor). No sabemos si estos dos comportamientos (el de 40 nm y estos últimos señalados) se debe a los defectos formados en la figura debido a las pequeñas celdas consideradas para el cálculo que no logran cubrir perfectamente la frontera del círculo o debido a un comportamiento alternante que depende del espesor. Experimentalmente se han observado estos dos tipos de comportamientos por lo que suponemos que es por los defectos producidos debido a que las divisiones en celdas no logran cubrir perfectamente el *dot*. Es importante notar que a medida que el espesor aumenta los estados curvados (*onion*, C o vórtices) tienen mayor estabilidad que el estado saturado. Este comportamiento se observa en los ciclos de histéresis de la Figura 3.3 y corresponde a la parte lineal intermedia, la cual es más grande a medida que el espesor es más grande. También es importante mencionar que en todos los casos presentados el estado vórtice perfecto (con su centro en el centro del nanomagnet) es el estado a campo aplicado cero.

En la figura 3.4 presentamos los resultados obtenidos en nanoanillos de 80 nm de diámetro exterior y con diámetro interior de 8 nm. Como se puede observar el ciclo de histéresis para anillos delgados (20 de espesor) está muy accidentado, con varios cambios abruptos en la magnetización. No obstante que el agujero del anillo promueve un anclaje del estado magnético vórtice éste es menos estable que en el caso del *nanodot*. En este caso, también la transición del estado C (Fig. 3.4-1b) al estado vórtice (Fig. 3.4-1c) se lleva a cabo a un campo magnético aplicado muy cercano a cero. Sin embargo, cuando la dirección del campo magnético es invertida, el estado vórtice solo es estable hasta un campo magnético negativo de -200 mT. En este punto se presenta nuevamente un salto en la magnetización que corresponde a la transformación de un estado vórtice a un estado conocido como *core* vórtice (Fig. 3.4 1f y 1g) [47] a diferencia del *nanodot* en el cual la evolución del estado vórtice (movimiento del centro del vórtice) no se lleve a cabo mediante cambios bruscos, observen que el centro del vórtice se mueve a la parte inferior (similarmente al caso del *nanodot*) y subsiste su estructura cerrada. Este movimiento se ve interrumpido por una transición de este estado al estado saturado inverso (Fig. 3.4-1h). Para un espesor de 40 nm no hay grandes diferencias con respecto a las configuraciones de espín que se presentan en el caso de 20 nm de espesor (observe la fila 1 y 2 de la Fig. 3.4), pero si en los valores de los campos en donde se dan las transiciones y también en el intervalo de campo en que las

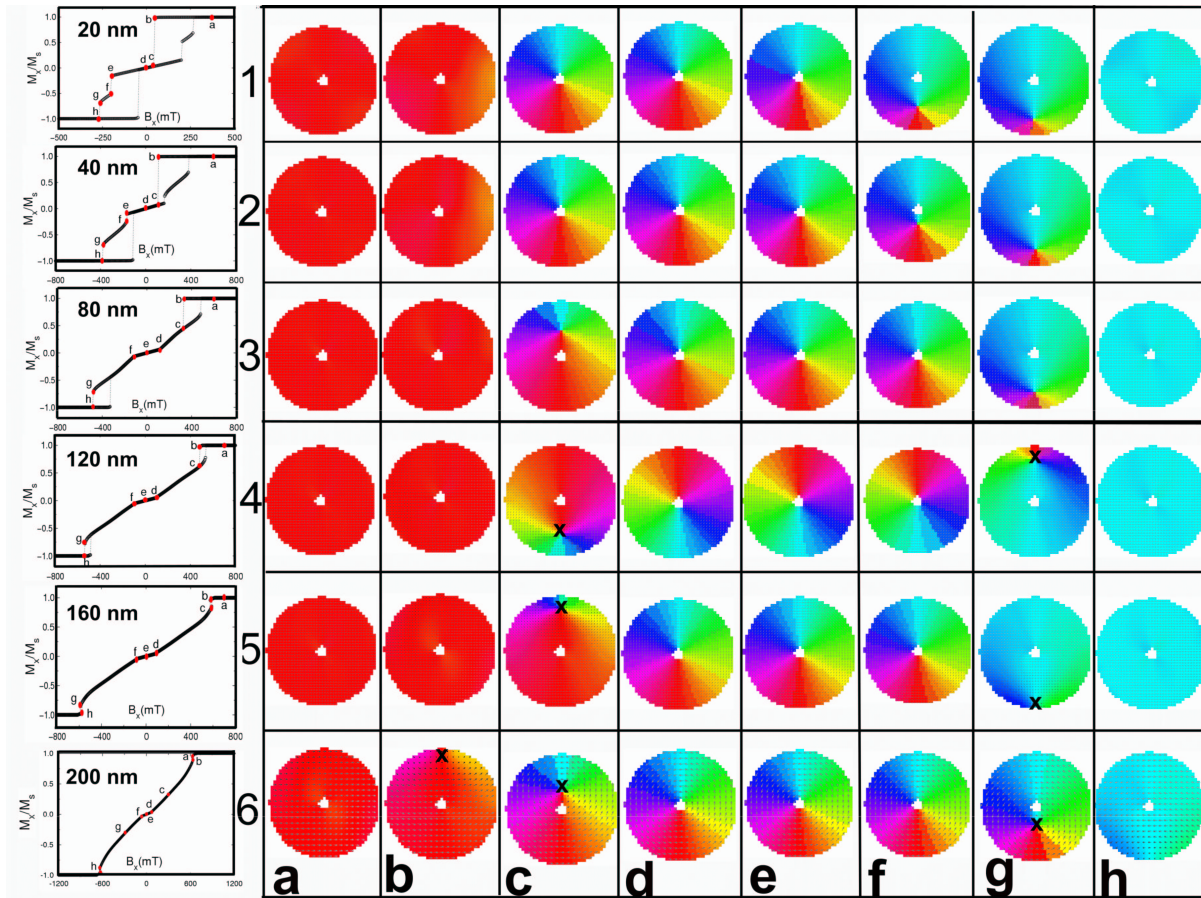


Figura 3.4: En la fila de la izquierda se muestra los ciclos de histéresis de nanoanillos de hierro circulares de 80 nm de diámetro y con diferentes espesores, cuyos valores están insertos en estas gráficas. El círculo interior de los nanoanillos tiene un diámetro de 8 nm. Las columnas de la derecha son configuraciones de espín para distintos campos magnéticos aplicados marcados con las letras a, b, c, etc. en los ciclos de histéresis.

configuraciones son estables. Se puede observar en la Fig. 3.4 que en el ciclo de histéresis correspondiente a 40 nm, el intervalo en que el estado vórtice es estable es más pequeño que lo observado en el caso de 20 nm de espesor y aumenta para el estado *core* vórtice (estado f al estado g). Al aumentar aún más el espesor (80 nm) en estos nanoanillos, el efecto es que un estado *core* vórtice aparece en la parte superior del centro del anillo lo que implica que el estado saturado sea inestable a un campo positivo de aproximadamente de 350 mT (Fig. 3.4-3c) que es donde sucede la transición. Muy cerca del campo aplicado nulo este estado *core* vórtice se transforma en un estado vortex (Fig. 3.4-3d) el cual solo subsiste en un intervalo muy pequeño. Para un valor de $B_x = -100$ mT el sistema sufre otra transición del estado vórtice a *core* vórtice cuyo centro ahora está en la parte inferior

del centro del anillo (Fig. 3.4-3g) que sobrevive un intervalo mucho más grande que el estado *vortex* propiamente dicho. Finalmente, a -500 mT se presenta el estado saturado produciendo un pequeño cambio en la magnetización (Fig. 3.4-3h). En el caso de 120 nm de espesor (fila 4 de la Fig. 3.4 se observa que el comportamiento es muy similar salvo que nos encontramos que el *core* vórtice inicia en la parte inferior del nanoanillo contrario a lo que sucedió en 80 nm. Además el valor del campo magnético aplicado donde se realiza la primera transición (saturado a *core* vórtice) es más grande. Para espesores grandes (160 nm y 200 nm) básicamente suceden transiciones parecidas como en el caso de 80 nm, excepto que los campos magnéticos de la primera transición son más grandes (ver el corrimiento de la transición del estado b al estado c hacia la derecha). Además el cambio en magnetización en esta transición es más pequeño y la estabilidad del *core* vórtice aumenta con el espesor (véase detenidamente las filas 4, 5 y 6 de la figura 3.4).

El aumento del diámetro interior del nanoanillo (16 nm) produce interesantes cambios en los estados magnéticos de estos sistemas como puede observarse en la Fig. 3.5. No obstante que los ciclos de histéresis son muy similares a los que se presentaron en los dos casos anteriores de 0 y 8 nm de diámetro interior, vemos que en general el aumentar este diámetro interior genera que el estado *vortex* quede anclado en el agujero del anillo. Para el caso de 20 nm de espesor (fila 1 de la Fig. 3.5) el estado *core vortex* no se presenta ya que implica una inversión de energía de intercambio mayor con respecto a la disminución que sufre la energía magnetoestática, que es la que define la aparición del estado *vortex* (Fig. 3.5-1b). Cabe mencionar que en el punto previo a la transición hacia el estado *vortex*, los espines se alinean a los bordes del anillo, tanto interiores como exteriores, como muestra la Fig. 3.5-1a. Sin embargo, al aumentar el espesor a 40 nm, el comportamiento de las configuraciones magnéticas es similar a las que presentan en el caso de 8 nm de diámetro interno, es decir hay tres transiciones abruptas, una del estado cuasi-saturado (Fig. 3.5-2a) al estado vórtice (Fig. 3.5-2b,-2c,-2d), otra de este estado al *core* vórtice (Fig. 3.5-2e) y de este al estado tipo *onion* (Fig. 3.5-2g).

La fila 3 de la Fig. 3.5 muestra el ciclo de histéresis y las configuraciones de espín correspondientes para el caso de 80 nm de espesor. Se puede observar en esta figura como después de tener un estado saturado (aproximadamente a 600 mT) la magnetización comienza a disminuir en forma continua hasta llegar al estado *curling* mostrado en la Fig.3.5-3a que es una combinación de un estado C con un estado S. Este estado es el estado previo al cambio de magnetización abrupto que el sistema sufre al transitar al estado *core* vórtice (Fig. 3.5-4b). La transformación de este estado al vórtice se lleva de man-

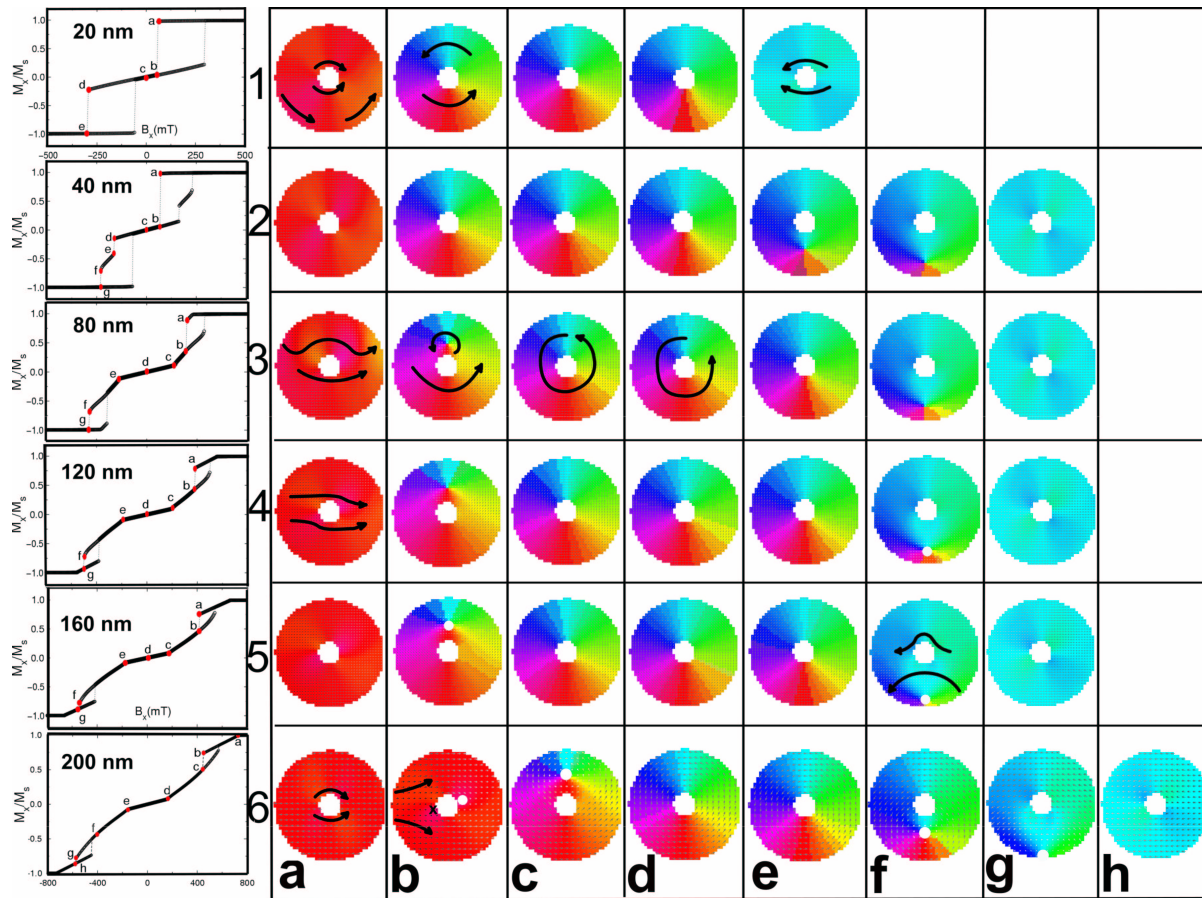


Figura 3.5: En la fila de la izquierda se muestra los ciclos de histéresis de nanoanillos de hierro circulares de 80 nm de diámetro y con diferentes espesores, los cuales están insertos en estas gráficas. El círculo interior de los nanoanillos tiene un diámetro de 16 nm. Las filas de la derecha son configuraciones de espín para distintos campos magnéticos aplicados señalados con las letras a, b, c, etc. en los ciclos de histéresis.

era uniforme (Fig. 3.5-3c) y su anclamiento persiste casi 400 mT (desde 200 mT hasta -200 mT). En el desanclaje no se observa un cambio abrupto como en los casos de 20 y 40 nm de espesor sino más bien suave como se puede observar en el ciclo de histéresis correspondiente. En donde si hay un pequeño cambio abrupto es cuando el *core* vórtice se transforma en el estado *onion* (Fig. 3.5-3f a la Fig. 3.5-3g). El comportamiento de la inversión de la magnetización para el caso de 120 nm y 160 nm de espesor es como sigue: estado saturado, seguido de una transformación uniforme a un estado *curling* (Figs 3.5-4a y 3.5-5a) como preámbulo al estado *core* vórtice (Figs. 3.5-4b y 3.5-5b) que se transforma en forma uniforme a un estado vórtice (Figs. 3.5-4c y 3.5-5c), los cuales son destruidos por el *core* vórtice inferior (Figs. 3.5-4f y 3.5-5f) que finalmente es destruido por la aparición del estado *onion* al estado *onion* inverso (Figs. 3.5-4g y 3.5-5g). Cabe señalar que para

el espesor de 120 nm comienza a presentarse pequeñas zonas en el centro del *core* vórtice que están determinadas por espines que apuntan hacia arriba. Este tipo de configuración parcial dentro de la configuración magnética total la hemos marcado con un círculo blanco (ver parte inferior de Fig. 3.5-4f). Finalmente, para el caso de 200 nm, también se observa en el ciclo de histéresis, que en la transición del estado saturado al estado *core* vórtice el sistema se transforma uniformemente primero arreglándose los espines cerca del centro del nanoanillo de una manera circular, es decir, siguiendo la forma geométrica, después formando un estado que es un estado *onion* donde adicionalmente se forman pequeñas zonas de espines muy cerca del hueco interno del nanoanillo, unos apuntando hacia arriba y otras apuntando hacia abajo (señalado en la Fig. 3.5-6b por un punto blanco y una equis negra, respectivamente). Estas configuraciones magnéticas se forman para reducir, por un lado la energía magnetoestática y por otro lado para que el aumento de la energía de intercambio, generada por la posición de los espines paralelos a las paredes internas del nanoanillo, que con estos espesores tiende a tener más forma de nanotubo que de nanoanillo, sea mínimo. Para este caso de 200 nm de espesor se puede observar que al disminuir el campo magnético aplicado (aproximadamente 400 mT) se produce la aparición del estado *core* vórtice en el que la pequeña zona de espines apuntando hacia arriba sobrevive en el centro de esta configuración durante 200 mT. A partir de este campo aparece el estado vórtice que queda anclado por 400 mT (hasta -200 mT, Fig. 3.5-6e). La transición del estado vórtice al estado *core* vórtice se lleva a cabo sin cambio abrupto en la magnetización, por lo que la zona de espines apuntando hacia arriba se mueven uniformemente y perpendicular a la dirección del campo aplicado hasta que desaparece al formarse un estado magnético con una configuración tipo *onion* (ver Fig. 3.5-6g y Fig. 3.5-6h).

El aumento del diámetro del nanoanillo a 24 nm no produce cambios significativos en las configuraciones de espín con respecto a lo que se observó en nanoanillos con espesor de 16 nm. Las únicas diferencias son las siguientes: 1) la configuración de espín previa a la transición al estado vortex (Figs. 3.6-1a y 3.6-2a) para 20 y 40 nm de espesor, respectivamente, forma zonas de espines con direcciones definidas como se muestra mediante flechas en los nanoanillos, lo cual es posiblemente motivado por la forma del círculo interior que no está bien definido; 2) las zonas de espines apuntando hacia abajo y hacia arriba aparecen para un espesor de 80 nm (ver Fig. 3.6-3a y 3.6-3e); 3) a partir de un espesor de 120 nm, el estado saturado ya no se alcanza rápidamente si no que es necesario aplicar cerca de 1 Tesla para que los espines se alineen paralelos al campo magnético aplicado; 4) otra diferencia que se observa es que el *core* vórtice no se presenta a partir de que el espesor es

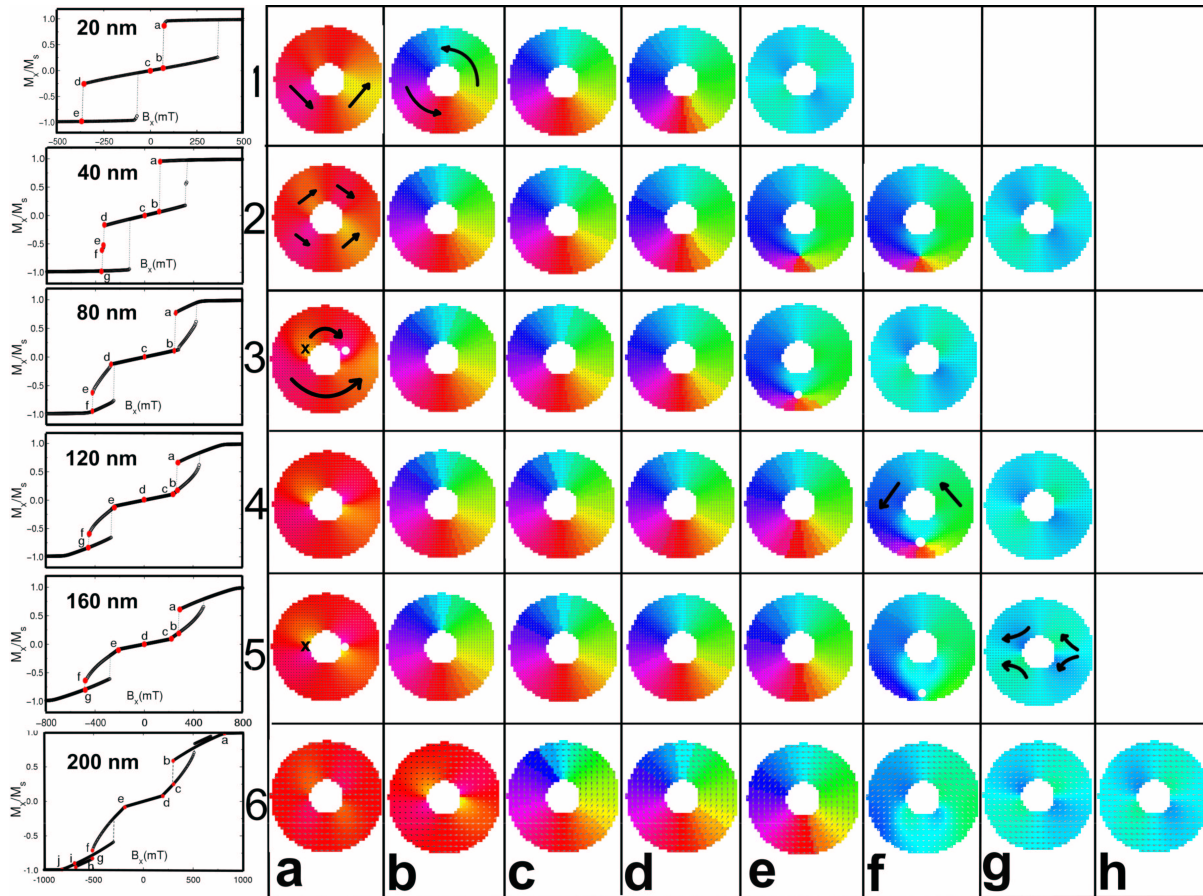


Figura 3.6: En la fila de la izquierda se muestra los ciclos de histéresis de nanoanillos de hierro circulares de 80 nm de diámetro y con diferentes espesores, los cuales están insertos en estas gráficas. El círculo interior de los nanoanillos tiene un diámetro de 24 nm. Las filas de la derecha son configuraciones de espín para distintos campos magnéticos aplicados marcadas con las letras a, b, c, etc. en los ciclos de histéresis.

de 120 nm, pero el *core* vórtice inferior si aparece en el proceso de inversión.

La Fig. 3.7 muestra los ciclos de histéresis de nanoanillos de 80 nm de diámetro exterior y 40 nm de diámetro interior. Con estas dimensiones el hueco interior comienza a afectar apreciablemente las configuraciones de espín previas al estado *vortex*. Para 20 nm de espesor observamos que se forma un estado tipo *twisted* [48, 49], que no es otra cosa que un estado *onion* en donde las paredes de domino se han movido hacia abajo, se ha propuesto que este tipo de configuraciones metaestables se generan solo en nanoanillos pequeños como es nuestro caso. Sin embargo nunca se habían observado en anillos relativamente gruesos. Cabe destacar que la forma del ciclo de histéresis presentados por estos autores coincide con los calculados en este trabajo [48, 49]. Un hecho que vale la pena mencionar también es que para el caso de 40 nm la rotación de los espines es inversa, comparada con la rotación

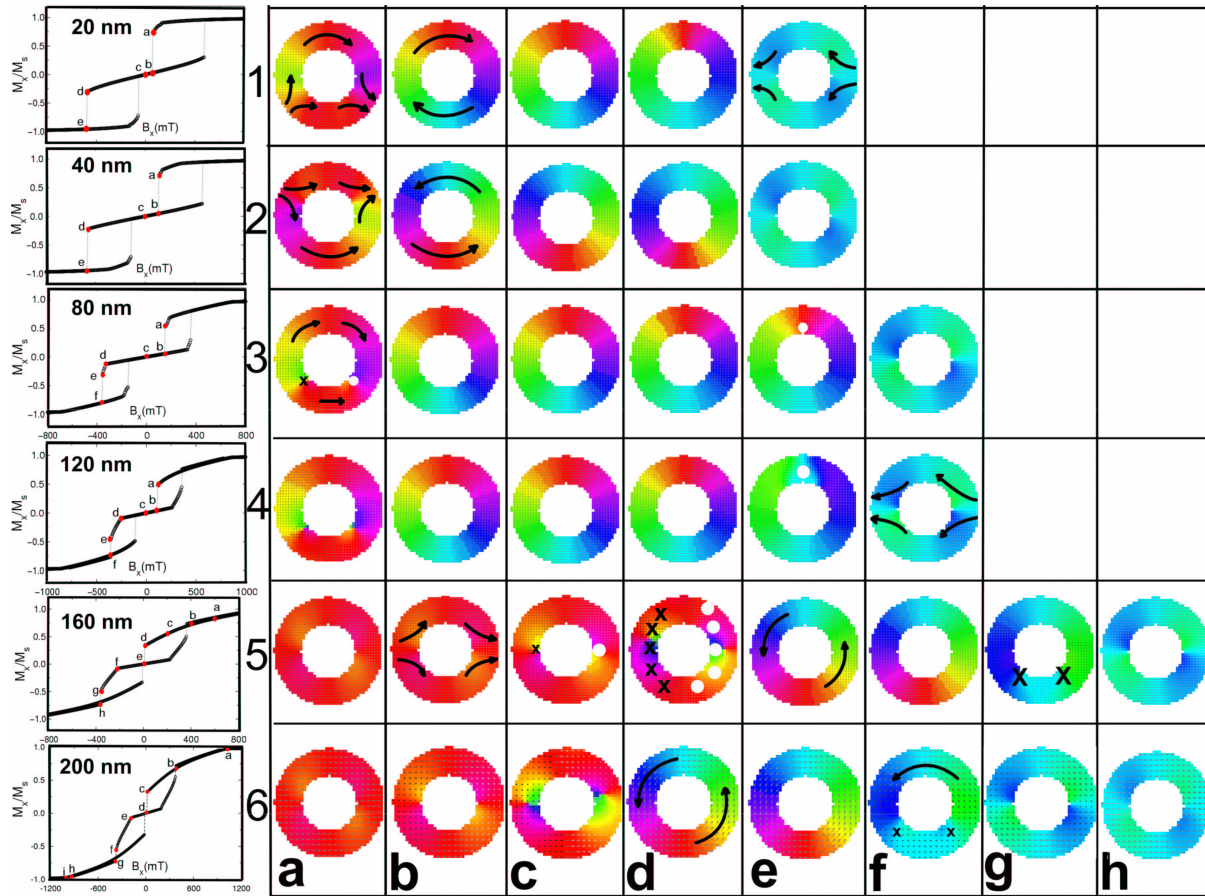


Figura 3.7: En la fila de la izquierda se muestra los ciclos de histéresis de nanoanillos de hierro circulares de 80 nm de diámetro y con diferentes espesores, los cuales están insertos en estas gráficas. El círculo interior de los nanoanillos tiene un diámetro de 40 nm. Las filas de la derecha son configuraciones de espín para distintos campos magnéticos aplicados marcadas con las letras a, b, c, etc. en los ciclos de histéresis.

de los espines en nanoanillo de 20 nm de espesor. Esta situación bien puede ser debida a los defectos causados al tratar de formar el círculo interior, como puede ser apreciado en los nanoanillos de la Fig. 3.7. El aumento de espesor a 80 nm, impide que se formen estos estados *twisted* metaestables y a su vez promueve la formación de dos pequeñas zonas de espines, una apuntando hacia adentro (cruz negra) y otra hacia fuera (punto blanco). Estas configuraciones posiblemente se deben a la formación de un vórtice perpendicular al plano del anillo con el centro en alguna parte dentro del anillo. Este tipo de configuraciones también han sido encontradas en cilindros de *permalloy* [46, 50]. También se puede observar en la última ilustración de la fila 3 de la Fig. 3.7 como después del estado vórtice se forma un estado C, con su “centro” formado con espines apuntando hacia arriba, previo a la transición al estado onion (Fig. 3.7-3f). Este comportamiento es similar al que se presenta para el caso

de 120 nm de espesor, salvo que en el estado C (Fig. 3.7-4e) la zona de espines hacia abajo es más pronunciada. La forma cilíndrica (la razón entre espesor y diámetro es mayor que uno) del nanomagneto promueve que los espines se alineen paralelos a sus paredes internas de esta manera produce una disminución importante en la energía magnetoestática. Esta situación obviamente es aún más pronunciada en el caso de un espesor de 160 nm donde después de que la magnetización pasa del estado saturado a los estados *onion* (ver 5a y 5b de la Fig. 3.7) la magnetización disminuye con la formación de zonas antiparalelas (ver 5c y 5d de la Fig. 3.7) lo cual severamente disminuye la energía magnetoestática compensando el aumento de la energía de intercambio. Más cerca de un campo aplicado cero, esta situación ya no es estable. La configuración magnética que se forma entonces es el estado vórtice (ver 5e de la figura 3.7) que no cambia apreciablemente en su magnetización por un intervalo de aproximadamente 300 mT antes de transformarse a un estado *onion* inverso (5g de la Fig. 3.7) en donde se aprecia la existencia de zonas con espín apuntando hacia abajo (marcadas con una equis). Para un espesor de 200 nm este nanomagneto con un hueco de 40 nm de diámetro básicamente presenta los mismos estados magnéticos en el proceso de inversión de la magnetización.

Como se puede observar, en la figura 3.8 el aumento del diámetro interior de 40 nm a 48 nm, no produce cambios significativos en las configuraciones magnéticas en el proceso de inversión de la magnetización en nanoanillos. Solo notamos algunas diferencias que detallamos a continuación: 1) el campo magnético aplicado de la transición vórtice-*onion* (punto d a e de la fila 1 en las figuras 3.7 y 3.8), para el caso de 20 nm de espesor, se lleva a cabo a un campo magnético más negativo (obsérvese el área bajo la curva en las figuras indicadas); 2) Para 40 nm de espesor también la transición vórtice-*onion* se lleva a cabo a campos ligeramente más negativos, además que aparece un estado intermedio altamente metaestable (ver punto b del ciclo de histéresis para 40 nm en la Fig. 3.8), que representa la formación de dos zonas antiparalelas cerca del círculo interior (ver 2b de la Fig. 3.8); 3) En el caso de 80 nm ya no se forma el estado vórtice con espines apuntando hacia arriba previo a la transición del estado magnético vórtice al *onion*. Para ver esto, compare las Fig. 3.7-3e y Fig. 3.8-3e y los ciclos de histéresis correspondientes y observará que en el ciclo de histéresis para 80 nm de la Fig. 3.8 ya no aparecen los puntos en donde disminuye la magnetización (punto d al punto e) en la parte negativa del ciclo de histéresis de 80 nm de la Fig. 3.7 y en su lugar hay una transición abrupta del estado vórtice al estado *onion*; 4) Salvo pequeñas diferencias en los campos de las transiciones abruptas, para 120 nm y 160 nm de espesor, los estados magnéticos son prácticamente los mismos en ambos casos

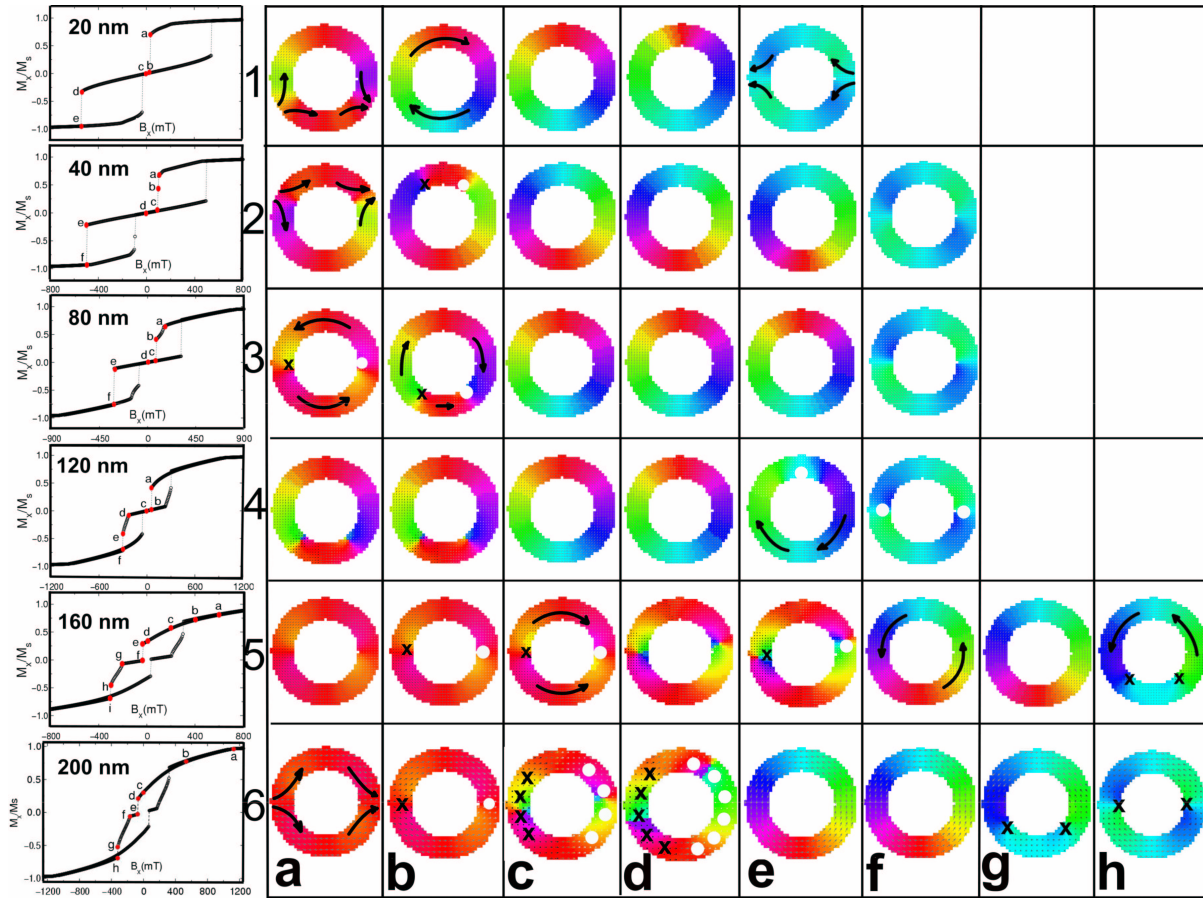


Figura 3.8: En la fila de la izquierda se muestra los ciclos de histéresis de nanoanillos de hierro circulares de 80 nm de diámetro y con diferentes espesores, los cuales están insertos en estas gráficas. El círculo interior de los nanoanillos tiene un diámetro de 48 nm. Las filas de la derecha son configuraciones de espín para distintos campos magnéticos aplicados marcadas con las letras a, b, c, etc. en los ciclos de histéresis.

para los nanoanillos de 40 y 48 nm de diámetros internos.

A medida que se angosta más el anillo, es decir que el diámetro interior es mas grande, las transiciones magnéticas se vuelven más complicadas para espesores grandes. Para espesores de 20 nm por ejemplo en el caso de 56 nm de diámetro interior el proceso de inversión de la magnetización comienza, después del estado saturado y como en todos los casos vistos, con el típico estado magnético denominado *onion* en donde existen dos paredes de dominio de 180° , una en el extremo izquierdo del anillo y otra en el extremo derecho. Estas paredes de dominio se comienzan a mover a medida que el campo magnético disminuye su valor pero aun con la dirección apuntando hacia la derecha es decir en dirección del campo magnético aplicado. En estos nanoanillos de 80 nm de diámetro no logramos ver un estado *twisted* como los observados experimentalmente en nanoanillos de diámetros más

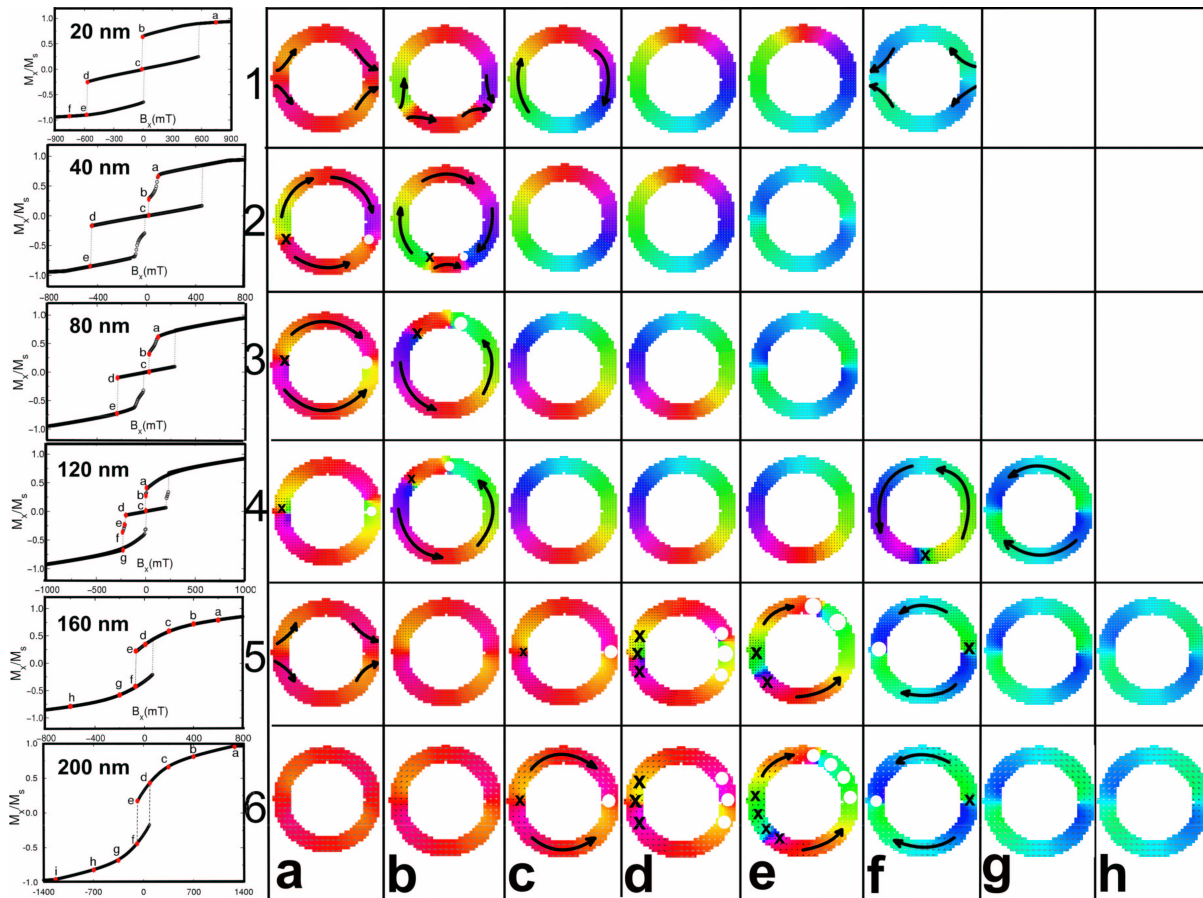


Figura 3.9: En la fila de la izquierda se muestra los ciclos de histéresis de nanoanillos de hierro circulares de 80 nm de diámetro y con diferentes espesores, los cuales están insertos en estas gráficas. El círculo interior de los nanoanillos tiene un diámetro de 56 nm. Las filas de la derecha son configuraciones de espín para distintos campos magnéticos aplicados marcadas con las letras a, b, c, etc. en los ciclos de histéresis.

grandes, pero si se observa como las paredes de dominio que forman el estado *onion* se van acercando paulatinamente hasta una cierta distancia donde sucede la transición hacia el estado vórtice, el cual es estable por cerca de 500 mT antes de que el estado *onion* inverso se presente. Esto se aprecia con mayor detalle en la fila 1 de la Fig. 3.9 donde se presentan los ciclos de histéresis de nanoanillos de 80 nm de diámetro exterior y 56 nm del interior para diferentes espesores. Para un espesor de 40 nm el estado onion se transforma en una especie de estado onion modificado donde aparecen dos pequeñas zonas donde los espines están perpendiculares al plano del nanoanillo, unos apuntando hacia arriba (punto blanco) y otros apuntando hacia abajo (equis negra). Este efecto comienza aparecer para anillos de espesor no tan grande debido a que el diámetro interno es más grande e impide que la rotación se lleve a cabo en el plano lo cual implicaría un aumento enorme de la energía

de intercambio. Para aliviar esta situación y disminuir apreciablemente la energía magnetoestática, los espines de las paredes de dominio de 180° prefieren alinearse a lo largo de las paredes del nanoanillo y con direcciones opuestas en los extremos como se puede observar en la Fig. 3.9-2a. Esta situación es insostenible desde el punto de vista energético y el sistema se va transformando en un estado vórtice, con rotación en el sentido de las manecillas del reloj, moviendo estas dos zonas hacia abajo de tal forma que al juntarse se eliminen. Esto hace que se forme un estado magnético parecido al *twisted* reportado por Castaño et al. [48] con la diferencia que la “cola” y la “cabeza” están formados por espines perpendiculares al plano del nanoanillo (ver Fig. 3.9-2b). Al acercarse a un campo magnético aplicado cero la configuración más estable es la del vórtice (3c y 3d de la Fig. 3.9) la cual cambia abruptamente a un estado de onion inverso cerca de un campo magnético aplicado negativo de 400 mT. Esta situación se repite en los casos de 80 nm y 120 nm de espesor (filas 3 y 4 de la Fig. 3.9) pero las zonas de espines antiparalelos ahora se mueven hacia arriba y la rotación del estado vórtice, formado cerca del campo aplicado cero, es en el sentido contrario de las manecillas del reloj. Consideramos que esta situación de cambio de rotación del vórtice es debido a defectos de la figura. Experimentalmente se ha visto que ambas rotaciones existen, sin embargo, aún no está claro cuál es el mecanismo que promueve este tipo de cambios. Para 120 nm de espesor el estado onion inverso también viene acompañado de una pequeña zona con los espines apuntando hacia arriba. Creemos que las configuraciones de espines hacia arriba y hacia abajo corresponden a vórtices perpendiculares al plano, similares a los observados por Ha y colaboradores [46, 50].

Para espesores más grandes (160 nm y 200 nm), la forma del nanomagnetito se asemeja mas a un nanocilindro hueco o un nanotubo. Aquí el comportamiento es el siguiente: después de formar el estado *onion* el sistema evoluciona a un estado *onion* con espines antiparalelos colocados en las zonas extremas, izquierda y derecha, del nanocilindro (5c y 6c de la Fig. 3.9). Después, al disminuir aun más el campo magnético aplicado estas zonas antiparalelas (zonas con puntos blancos y equis negra) incrementan su tamaño extendiéndose por el anillo (ilustraciones d y e de las filas 5 y 6 de la Fig. 3.9). Como lo hemos comentado anteriormente, esta situación puede originarse debido a que se formó un estado vórtice perpendicular al plano y cerca de la orilla superior de los nanocilindros. Las configuraciones magnéticas de las figuras 5e y 6e son el preámbulo de la configuración onion inversa con magnetización negativa que se muestra en 5f y 6f de la Fig. 3.9. Como puede observarse en este caso no se forman vórtices en el plano del cilindro, dado que por la extensión de sus paredes, la energía magnetoestática disminuye más con los espines paralelos

a esas paredes que paralelos a la forma circular del nanocilindro, con lo cual formaría el vórtice. La figura 3.10 muestra las curvas de los ciclos de histéresis y sus configuraciones de espín correspondientes en ciertos puntos de cada una de las curvas obtenidas en círculos muy delgados. El diámetro interior es de 64 nm y el exterior de 80 nm, por lo tanto estos anillos tienen un ancho de 16 nm. Esta situación hace que aun para espesores pequeños, como es el caso del de 20 nm, después de la formación del estado onion (configuración a de la fila 1 de la figura 3.10) ya se comiencen a formar zonas de espines antiparalelos, como lo muestra la configuración b de la fila 1 de la misma figura donde se ha marcado con puntos. Nótese que el estado vórtice se forma cuando el campo aplicado es cero produciendo una magnetización también cero (punto y configuración c de la Fig. 3.10). La estabilidad de este estado alcanza los 400 mT. Además que la magnetización cambia muy poco en este intervalo, como se aprecia en el ciclo de histéresis (ver ciclo de histéresis de 20 nm de la Fig. 3.10). Después de el estado vórtice aparece el típico estado onion inverso (ver 1e y 1f de la Fig. 3.10). Al igual que en el caso de 20 nm de espesor para un nanoanillo de este tipo para 40 nm de espesor el sistema pasa del estado onion al estado magnético similar al onion salvo que en la “cola” y en la “cabeza” se forman dos pequeñas zonas que son antiparalelas entre si y colocadas ligeramente debajo de los extremos derecho e izquierdo del anillo (2b de la Fig. 3.10). Esta situación también fué observado en anillos con un diámetro interior menor pero en este caso las zonas antiparalelas aparecieron para espesores más pequeños. Estas zonas se mueven hacia la parte inferior del nanoanillo acercándose para que se eliminen mutuamente (2c, 2d, 2e, 2f de la Fig. 3.10) y se forme el estado vórtice (2g de la Fig. 3.10) y luego el estado onion inverso (2h de la Fig. 3.10). Excepto en algunas diferencias cuantitativas, este mismo mecanismo de inversión de la magnetización puede observarse en el caso de 80 nm de espesor (fila 3 de la Fig. 3.10). Esta situación también fué observado en anillos con un diámetro interior menor pero en este caso las zonas antiparalelas aparecieron para espesores más pequeños.

Para el caso de 120 nm de espesor la situación ya no es la misma. En primer lugar, el sistema no presenta una configuración magnética de un estado vórtice formado en el plano del nanoanillo como es el caso de la mayoría de estos nanoanillos analizados. Es decir, después que el estado saturado desaparece y surge el estado tipo onion, pero con dos pequeñas zonas antiparalelas entre si en los extremos del nanoanillo. Las dos zonas mencionadas comienzan a crecer a medida que el campo disminuye su valor pasando por el cero y adquiriendo un valor negativo, hasta que para un valor cercano a -80 mT, el sistema cambia abruptamente el valor de su magnetización reducida que pasa de 0.2 a -0.5

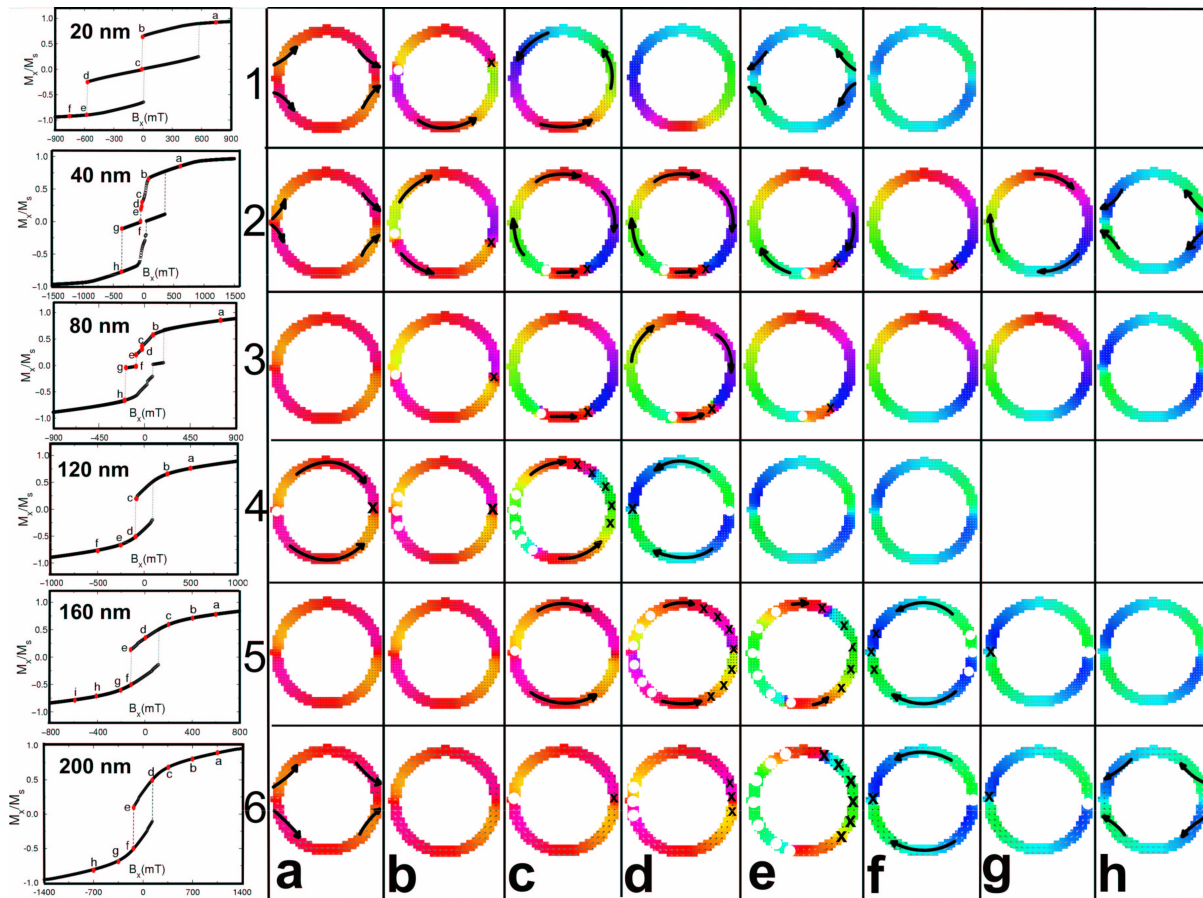


Figura 3.10: En la fila de la izquierda se muestra los ciclos de histéresis de nanoanillos de hierro circulares de 80 nm de diámetro y con diferentes espesores, los cuales están insertos en estas gráficas. El círculo interior de los nanoanillos tiene un diámetro de 64 nm. Las filas de la derecha son configuraciones de espín para distintos campos magnéticos aplicados marcadas con las letras a, b, c, etc. en los ciclos de histéresis.

en esta transición el nanoanillo transforma su configuración magnética de la configuración marcada con la letra c, la cual está formada por dos grandes zonas, casi ocupando la mitad del nanoanillo, antiparalelas entre si y con una pequeña zona cuyos espines apuntan en la dirección del campo aplicado y que separan a esas dos zonas antiparalelas. Una pequeñísima disminución del campo magnético destruye esta configuración y genera la configuración magnética tipo onion inverso produciendo un cambio abrupto en la magnetización como se puede observar en el ciclo de histéresis correspondiente (ciclo de histéresis de 120 nm). Esta configuración tipo onion divide al nanoanillo también en dos zonas: una superior y una inferior, los espines de ambas zonas magnéticas apuntan hacia la izquierda o sea en la dirección negativa del campo. Los espines de una pequeñísima zona que separa las zonas mencionadas, ubicados en el extremo izquierdo, apuntan hacia abajo y los espines del lado

opuesto hacia arriba. Esta configuración se va modificando a medida que el campo se vuelve más negativo y poco a poco las zonas con espines perpendiculares al plano desaparecen uniformemente. Nanoanillos con espesores mayores (160 y 200 nm) presentan configuraciones muy parecidas y el único efecto importante que se puede observar es el crecimiento del campo coercitivo (ver los ciclos de histéresis de la fila 5 y 6 de la Fig. 3.10). Este resultado resulta interesante, ya que este tipo de nanomagnetos que más que aplicarles el denominativo de nanoanillos le deberíamos aplicar el nombre de nanocilindros huecos o nanotubos, estos nanocilindros ferromagnéticos presentan una configuración de espines antiparalelos y no presentan la configuración vortex. Tendríamos que estudiar su comportamiento en un arreglo de nanocilindros para ver de que manera afecta a estos estados antiparalelos las interacciones magnetostáticas entre los nanotubos.

Finalmente, para tener una idea del efecto que el crecimiento del diámetro del anillo interno tiene sobre el proceso de la inversión de la magnetización, en la Fig. 3.11 mostramos los ciclos de histéresis y sus correspondientes configuraciones de espín en los puntos marcados en estos ciclos de histéresis.

Es claramente observable como el aumento del hueco interior del anillo produce que la transición del estado saturado al siguiente estado se lleva a cabo a un campo magnético aplicado positivo cada vez más pequeño. Vemos también como el crecimiento del diámetro interno del nanoanillo causa importantes cambios en el ciclo de histéresis y por ende en las configuraciones de espín que se forman al invertir la magnetización. Diámetros internos más grandes promueven la formación de estados antiparalelos (marcados con una X y un punto blanco) que se ubican primero en zonas extremas (4a, 5a, 6a y 7a de la Fig. 3.11) y luego algunas comienzan a moverse hacia abajo (5a de Fig. 3.11) o hacia arriba (6b de la Fig. 3.11). Para anillos muy delgados (es decir, con diámetros internos grandes) estas zonas impiden la formación del vórtice, ya que su formación en estos nanoanillos delgados implicaría un aumento enorme de la energía magnetoestática, la cual promueve, en este caso, seguir la forma de las paredes del cilindro perpendicularmente al plano definido por la base del nanoanillo, que acomodarse alrededor de las fronteras del círculo del cilindro para formar el vórtice (ver el caso de 64 nm de diámetro interno que se muestra en la fila 7 de la Fig. 3.11). En esta configuración el nanoanillo está dividido en tres partes magnéticas bien definidas. Por una parte está la zona donde todos los espines apuntan hacia abajo, por otra parte están los espines que apuntan en dirección del campo aplicado acomodándose según la forma circular del nanoanillo. Esta configuración se presenta en dos partes, una superior y una inferior. La tercera zona es donde los espines apuntan hacia

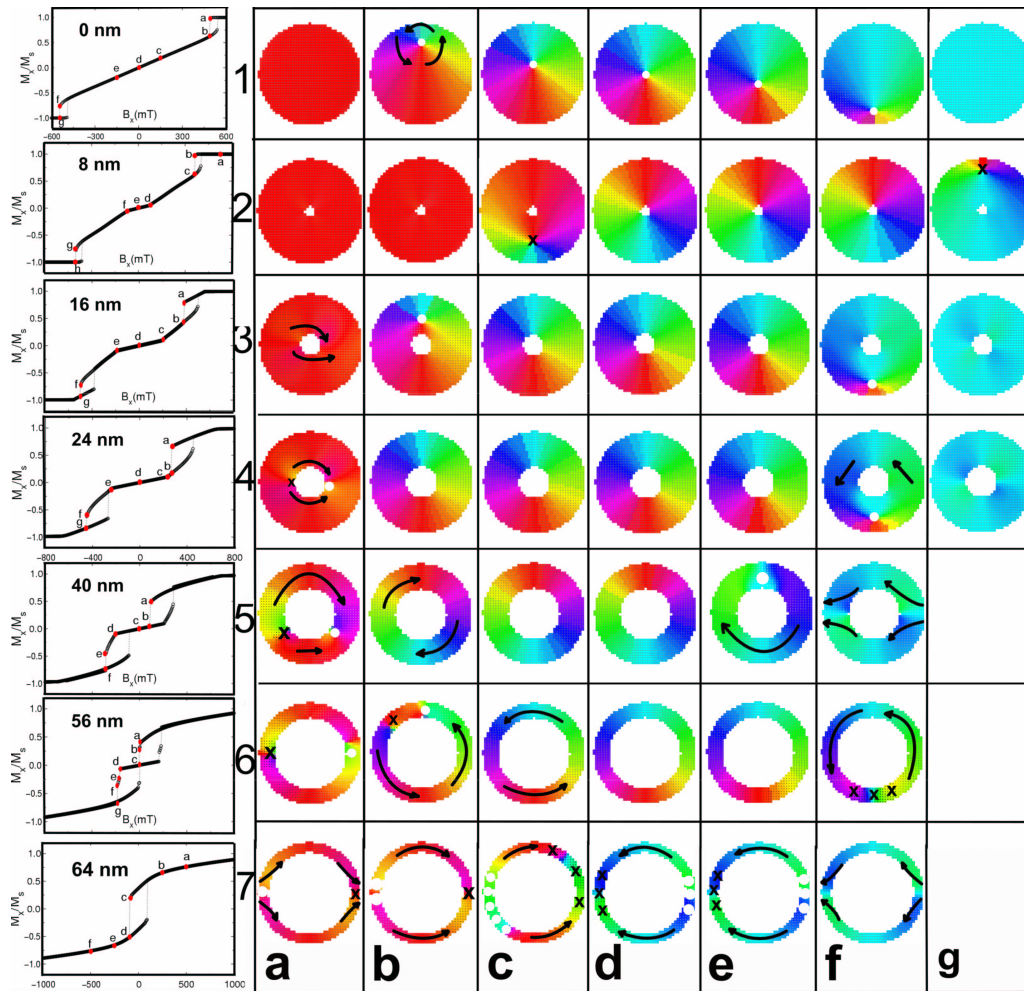


Figura 3.11: En la fila de la izquierda se muestra los ciclos de histéresis de nanoanillos de hierro circulares de 80 nm de diámetro exterior y con un espesor de 120 nm y en la parte derecha se muestran las configuraciones correspondientes a estos ciclos. Los diámetros internos se especifican en las figuras de los ciclos de histéresis.

arriba. Esta configuración no ha sido observada antes en nanoanillos. Experimentalmente ha sido muy difícil construir nanoanillos tan pequeños. Resultados teóricos publicados por Ha y colaboradores [46, 50] al estudiar *nanodots* de diferentes espesores y tamaños, encuentran configuraciones magnéticas muy semejantes a las mostradas aquí.

Una manera de saber si este tipo de anillos con un espesor relativamente grande y un diámetro relativamente pequeño (con una razón entre el diámetro y el espesor de 1.5) servirán para fabricar dispositivos de gran almacenamiento de información es estudiar teóricamente, antes de fabricarlos, un arreglo de varios de estos nanoanillos y observar si las interacciones entre ellos pueden ser despreciables como para utilizarse como entes magnéticos de tres estados.

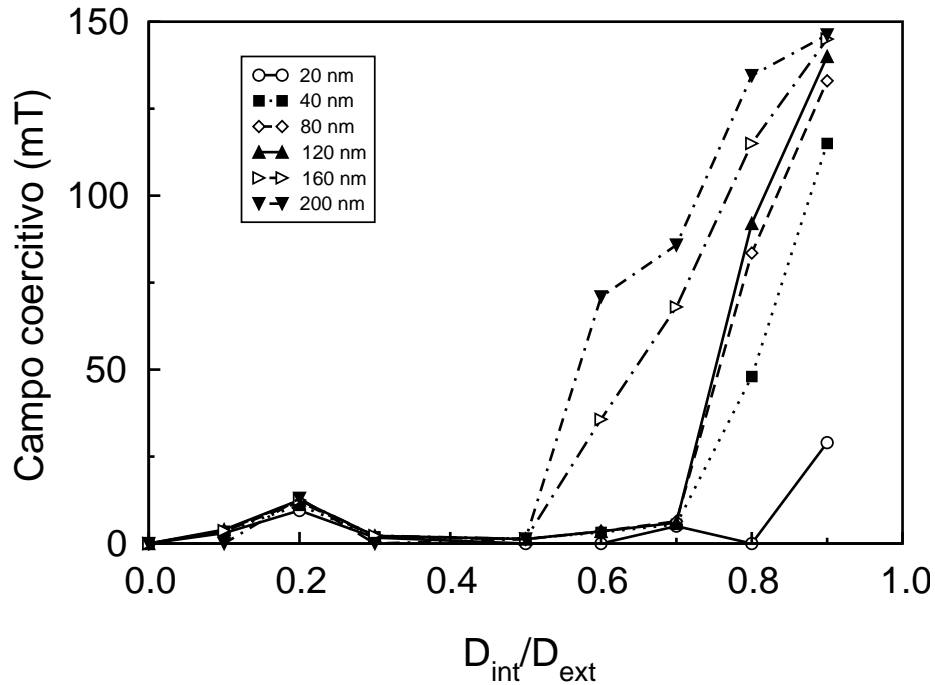


Figura 3.12: Comportamiento del campo coercitivo en nanoanillo de hierro en función de la razón entre el diámetro interno (D_{int}) y el diámetro externo (D_{ext}). La gráfica contiene los resultados para diferentes espesores de estos nanoanillos, los cuales se especifican en el recuadro colocado en la parte superior izquierda de la figura.

Para terminar este capítulo mostramos la evolución que la coercividad o campo coercitivo presenta a medida que modificamos el tamaño del hueco del anillo para distintos espesores. En la figura 3.12 se muestra el comportamiento del campo coercitivo como función de la razón entre el diámetro interno y el diámetro externo (el diámetro externo de los anillos de hierro permanece constante e igual a $D_{ext} = 80$ nm). Es fácil ver que las coercividades son básicamente cero para cuando el diámetro interior es menor que 40 nm, es decir cuando D_{int}/D_{ext} es menor que 0.5. A partir de este valor el campo coercitivo va crecer especialmente para nanoanillos con espesores grandes. Esto es debido a que hay una competencia entre el estado vórtice, que para nanoanillos pequeños y delgados nos lleva a una coercividad igual a cero, el estado que creemos es el vórtice perpendicular, descrito por Ha *et al.*, y que forma una estructura magnética de tres zonas (una hacia arriba, otra hacia abajo y otra apuntando hacia la dirección del campo). Por ejemplo, los anillos de 20 nm de espesor solo aumentan su coercividad cuando son extremadamente delgados (ver Fig. 3.12).

En estrecha dependencia con el campo coercitivo se encuentra el comportamiento de la

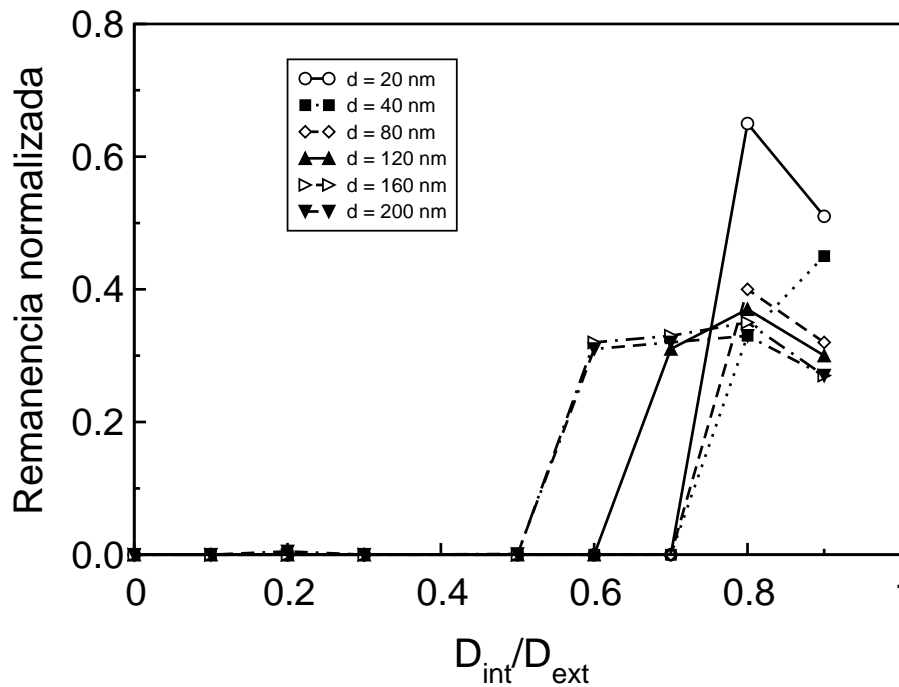


Figura 3.13: Comportamiento de la remanencia en nanoanillo de hierro como función de la razón entre el diámetro interno (D_{int}) y el diámetro externo (D_{ext}). La gráfica contiene los resultados para diferentes espesores de estos nanoanillos, los cuales se especifican en el recuadro colocado en la figura.

remanencia con respecto a la modificación del tamaño del diámetro interno del nanoanillo o en otras palabras, a medida que modificamos la razón D_{int}/D_{ext} . En la figura 3.13 se muestra el comportamiento de la remanencia normalizada (es decir la remanencia dividida por el valor de la saturación) para distintos valores de D_{int}/D_{ext} . Podemos observar que la remanencia, en anillos con una razón geométrica menor que 0.5, es completamente nula, esto es las curvas de histéresis pasan por el origen cuando $H_{ext} = 0$. Esta situación es obviamente consecuencia de la formación del estado vórtice en el proceso de inversión de la magnetización. Sin embargo, para anillos donde D_{int}/D_{ext} esté entre el intervalo de 0.6 a 0.8 encontramos que algunos de los casos tienen remanencia diferente de cero por lo que la cuadratura de la curva de histéresis comienza a ser importante. En el caso de anillos con un diámetro interno de 48 nm, la remanencia es diferente de cero para anillos con espesores de 200 y 160 nm, mientras que para anillos con 56 nm de diámetro interno, además de los espesores anteriores, también se presenta una remanencia diferente de cero para el caso de 120 nm. Para anillos con razones geométricas iguales a 0.8 y 0.9, que representan cilindros (o nanotubos) muy delgados y alargados, la remanencia es diferente de cero para todos los espesores de los anillos considerados. El valor de la remanencia en este caso se encuentra

entre 0.28 y 0.5, La única excepción es el caso de 20 nm y diámetro interno 64 nm. Aquí lo que se observa es una remanencia normalizada muy grande, cerca de 0.7. Para anillos extremadamente delgados, es decir de diámetro interno de 72 nm, en la mayoría de los casos la remanencia disminuye, siendo la única excepción el nanoanillo de 40 nm de espesor que aumenta su remanencia.

De los resultados descritos anteriormente, es claro que la configuración típica de *onion*, que aparece en nanoanillos previo al estado vórtice, se ve afectada de manera dramática debido al incremento del espesor y con esto las fronteras geométricas del nanoanillo aumentan en su parte lateral. Esto motiva que el estado vórtice sea un estado energéticamente favorable solo en el caso de nanoanillos con espesores pequeños ya que los espines prefieren alinearse a la zona lateral del nanoanillo que en los casos de nanoanillos cuya geometría es más cercana a un nanocilindro o nanotubo. En estos últimos casos tenemos zonas con espines apuntando hacia dentro y hacia fuera, formando paredes de dominio de 90° . En estos nanocilindros huecos o nanotubos el estado vórtice que conocemos no se presenta y en su lugar la configuración descrita anteriormente es la energéticamente favorable. No obstante que la saturación es más difícil de alcanzar en este tipo de nanomagnetos, tanto la coercividad como la remanencia aumentan su valor. De esta manera es posible usar arreglos de este tipo de anillos para grabación magnética de alta densidad, pero hay que hacer los cálculos correspondientes en arreglos para ver el comportamiento de inversión de la magnetización.

3.3. Conclusiones

Se ha realizado un estudio sistemático de las propiedades magnéticas en nanoanillos de hierro de 80 nanómetros de diámetro y diferentes espesores. Se ha encontrado que nanoanillos con espesores mayores o iguales a 120 nm pueden ser viables de usar en dispositivos para grabación magnética dadas las configuraciones de espín que manifiestan para campos magnéticos aplicados casi nulos. Esta configuración magnética consiste en dos dominios que se ordenan antiparalelamente y dos que se ordenan paralelamente formando paredes de dominio de 90° entre ellas. Estas configuraciones aparecen para valores de $D_{int}/D_{ext} > 0.5$ en anillos con espesores grandes. Es posible que nanocilindros o nanotubos de hierro sean buenos candidatos para arreglos nanoestructurados, pero hay que realizar un cálculo para un arreglo de estos nanoanillos.

Bibliografía

- [1] W. F. Brown, Jr. Phys. Rev., **105**, 1479 (1957). **Criterion for Uniform Micro-magnetization.**
- [2] P. H. W. Ridley, G. W. Roberts, and R. W. Chantrell, J. Appl. Phys., **92**, 1069 (2002). **Simulation of the micromagnetic behavior of arrays of interacting nanoelements.**
- [3] Edward Della-Torre, Physica B, **343** (1-4):1-9 JAN 1 2004. **Problems in physical modeling of magnetic materials.**
- [4] N. A. Usov, Yu. B. Grebenshchikov, L. G. Kurkina, Ch.-R. Chang, Z.-H. Wei, J. Magn. Magn. Mater., **258**, 6 (2003). **Micromagnetics of nanostructures.**
- [5] A. Aharoni. Physica B, **306**, 1 (2001) **Micromagnetics: past, present and future.**
- [6] J. G. Zhu, Y. Zheng, and G. A. Prinz, J. Appl. Phys., **87**, 6668 (2000). **Ultrahigh density vertical magnetoresistive random access memory (invited).**
- [7] Miller M. M., Prinz G. A., Cheng S. F. and Bounnak S., Appl. Phys. Lett., **81**, 2211 (2002). **Detection of a micron-sized magnetic sphere using a ring-shaped anisotropic magnetoresistance-based sensor: A model for a magnetoresistance-based biosensor.**
- [8] Zheng Y., and Zhu J. G., J. Appl. Phys., **81**, 5471 (1997). **Switching field variation in patterned submicron magnetic film elements.**
- [9] J. Rothman, M. Kläui, L. Lopez-Diaz, C. A. F. Vaz, A. Bleloch, J. A. C. Bland, Z. Cui, and R. Speaks, Phys. Rev. Lett., **86**, 1098 (2001). **Observation of a Bi-Domain State and Nucleation Free Switching in Mesoscopic Ring Magnets.**
- [10] R. P. Cowburn, A. O. Adeyeye, and M. E. Wellan, Phys. Rev. Lett., **83**, 1042 (1999). **Single-Domain Circular Nanomagnets.**
- [11] Gubbiotti G., A Ibani L., De Carlotti G., Di Crescenzi M., Fabrizio E., Gerardino A., Donzello O., Nizzoli F., Koo H. and Gomez R. D., J. Appl. Phys., **87**, 5633 (200). **Finite size effects in patterned magnetic permalloy films.**

-
- [12] Pokhil T., Song D., and Nowak J., *J. Appl. Phys.* **87**, 6319 (2000). **Spin vortex states and hysteretic properties of submicron size NiFe elements.**
- [13] Fruchart O., Nozieres J. P., Wernsdorfer W., Givord D., Rousseaux F., and Decanini D. O., *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1305 (1999). **Enhanced Coercivity in Submicrometer-Sized Ultrathin Epitaxial Dots with In-Plane Magnetization.**
- [14] R. P. Cowburn and M. Welland, *Phys. Rev. B*, **58**, 9217 (1998). **Micromagnetics of the single-domain state of square ferromagnetic nanostructures.**
- [15] L. Torres, E. Martinez, L. Lopez-Diaz and J. Iniguez, *J. Appl. Phys.*, **89**, 7585 (2001). **Micromagnetic switching of patterned square magnetic nanostructures.**
- [16] R. E. Dunin-Borkowski, M. R. McCartney, B. Karynal, D. J. Smith, and M. R. Scheinfein, *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 2641 (1999). **Switching asymmetries in closely coupled magnetic nanostructure arrays**
- [17] Wolfgang Rave, **36** (6), 3886 (2000). **Magnetic Ground State of a Thin-Film Element.**
- [18] R. D. McMichael and M. J. Donahue, **33**, 4167 (1997). **Head to head domain wall structures in thin magnetic strips.**
- [19] Riccardo Hertel and Helmut Kronmüller, *Phys. Rev. B*, **60**, 7366 (1999). **Computation of the magnetic domain structure in bulk permalloy.**
- [20] Konstantin L. Metlov, [arxiv:cond-mat/0105072 v1](https://arxiv.org/abs/cond-mat/0105072) 2001. **Two-Dimensional topological solitons in rectangular magnetic dots.**
- [21] K. J. Kirk *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **89**, 7174 (2001). **Imaging magnetic domain structure in sub-500nm thin film elements.**
- [22] D. K. Koltsov, R. P. Cowburn, and M. Welland, *J. Appl. Phys.*, **88**, 5315 (2000). **Micromagnetics of ferromagnetic equilateral triangular prisms.**
- [23] Wonjoon Jung, F. J. Castaño, D. Morecroft, and C. A. Ross, Rajesh Menon and Henry I. Smith, *J. Appl. Phys.*, **97**, 10K113-1, 2001. **Magnetization reversal in single-layer and exchange-biased elliptical-ring arrays.**

- [24] M. Kleiber, F. Kummerlen, M. Lohndorf, A. Wadas, D. Weiss, R. Weiss and R. Wiesendanger, Phys. Rev. B, **58**, 5563, (1998). **Magnetization switching of sub-micrometer Co dots induced by a magnetic force microscopy tip.**
- [25] Xiaobin Zhu, P. Grutter, V. Metlushko and B. Ilic, Phys. Rev. B, **66**, 024423 (2002). **Magnetic force microscopy study of electron-beam-patterned soft permalloy particles: Technique and magnetization behavior.**
- [26] Yu J., Ruediger U., Thomas L., Parkin S. S. P., and Kent A. D., J. Appl. Phys., **85** 5501 (1999). **Micromagnetics of mesoscopic epitaxial (110) Fe elements with nanoshaped ends.**
- [27] M. H. Park, Y. K. Hong, S. H. Gee, D. W. Erickson, B. C. Choi, Appl. Phys. Lett., **83**, 329 (2003). **Magnetization configuration and switching behavior of sub-micron NiFe elements: Pac-man shape.**
- [28] D. Buntinx, S. Veldeman, A. Volodin, C. Van Haesendock, J. Magn. Magn. Matter., **242-245**, 1257-1260 (2002). **Ferromagnetic domain configuration and electrical resistance of Co zigzag wires.**
- [29] Stoner E. C., and Wohlfarth E. P., Phil. Trans. R. Soc. A 240 599 (1948). **A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys.**
- [30] C. A. F. Vaz, M. Kläui, L. Lopez-Diaz, J. Rothman, A. Bleloch, Z. Cui, R. Speaks and J. A. C. Bland, J. Magn. Magn. Mater., **249** 208-213 (2002). **Mesoscopic FCC Co ring magnets.**
- [31] L. Lopez-Diaz, J. Rothman, M. Kläui and J. A. C. Bland, IEEE Trans. Magn., **36**, 3151 (2000). **Computational study of first magnetization curves in small rings.**
- [32] R. P. Cowburn, A. O. Adeyeye, and M. E. Welland, Phys. Rev. Lett., **81**, 5414 (1998). **Configurational Anisotropy in Nanomagnets.**
- [33] K. J. Kirk, J. N. Chapman, S. McVitie, P. R. Aitchison, and C. D. W. Wilkinson, Appl. Phys. Lett., **75**, 3683 (1999). **Switching of nanoscale magnetic elements.**
- [34] M. Kläui, C. A. F. Vaz, J. Rothman, J. A. C. Bland, W. Wernsdorfer, G. Faini, and E. Cambril, Phys. Rev. Lett., **90**, 097202 (2003). **Domain Wall Pinning in Narrow**

- Ferromagnetic Ring Structures Probed by Magnetoresistance Measurements.**
- [35] M. Kläui, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, W. Wernsdorfer, G. Faini, E. Cambril, *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 1, 108 (2002). **Controlled magnetic switching in single narrow rings probed by magnetoresistance measurements.**
- [36] X. Zhu, P. Grutter, V. Metlushko, B. Ilic, Y. Hao, F. J. Castaño, S. Haratani, C. A. Ross, B. Vogeli, and H. I. Smith, *J. Appl. Phys.*, **93**, 8540 (2003). **Construction of hysteresis loops of single domain elements and coupled permalloy ring arrays by magnetic force microscopy.**
- [37] C. A. F. Vaz, L. Lopez-Diaz, M. Kläui, J. A. C. Bland, T. L. Monchesky, J. Unguris, and Z. Cui, *Phys. Rev. B*, **67** (14), 140405 (2003). **Direct observation of remanent magnetic states in epitaxial fcc Co small disks.**
- [38] M. Rahm, J. Raabe, R. Pulwey, J. Biberger, W. Wegscheider, D. Weiss and C. Meier, *J. Appl. Phys.*, **91** (2002) 7980. **Planar Hall sensor for micro-Hall magnetometry.**
- [39] S. P. Li, D. Peyrade, M. Natali, A. Lebib, and Y. Chen, U. Ebels, L. D. Buda, and K. Ounadjela, *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 1102-1105 (2001). **Flux Closure Structures in Cobalt Rings.**
- [40] S. P. Li, W. S. Lew, J. A. C. Bland, M. Natali, A. Lebib, and Y. Chen, *J. Appl. Phys.*, **92** 7397 (2002). **Intrinsic anisotropy-defined magnetization reversal in submicron ring magnets.**
- [41] A. Yamasaki, W. Wulfhekel, R. Hertel, S. Suga, and J. Kirschner, *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 127201 (2003). **Direct Observation of the Single-Domain Limit of Fe Nanomagnets by Spin-Polarized Scanning Tunneling Spectroscopy.**
- [42] E. Gu, E. Ahmad, S. J. Gray, C. Daboo, J. A. C. Bland, L. M. Brown, M. Ruhring, A. J. McGibbon, and J. N. Chapman, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 1158 (1997). **Micro-magnetism of Epitaxial Fe(001) Elements on the Mesoscale.**
- [43] Y. B. Xu, A. Hirohata, L. Lopez-Diaz, H. T. Leung, M. Tselepi, S. M. Gardiner, W. Y. Lee, and J. A. C. Bland, *J. Appl. Phys.*, **87**, 7019 (2000). **Micromagnetism in mesoscopic epitaxial Fe dot arrays.**

-
- [44] C. Koning, M. Sperlich, R. Heinesch, R. Calarco, J. O. Hauch, U. Rudiger, G. Guntherodt, S. Kirsh, B. Ozyilmaz and A. D. Kent, Appl. Phys. Lett., **79**, 3648 (2001) **Shape-dependent magnetization reversal processes and flux-closure configurations of microstructured epitaxial Fe (110) elements.**
- [45] <http://math.nist.gov/oommf/>
- [46] J. Kin Ha, Riccardo Hertel and J. Kirschner, Phys. Rev. B, **67**, 064418 (2003). **Configurational stability and magnetization processes in submicron permalloy disks.**
- [47] M. Kläui, C. A. F. Vaz, L. J. Heyderman, U. Rudiger and J. A. C. Bland, J. Magn. Magn. Mater., **290-291** 61-67 (2004). **Spin switching phase diagram of mesoscopic ring magnets.**
- [48] F. J. Castaño, C. A. Ross, C. Frandsen, A. Eilez, D. Gil, H. I. Smith, M. Redjal, F. B. Humphrey, Phys. Rev. B, **67**, 184425 (2003). **Metastable states in magnetic nanorings.**
- [49] F. J. Castaño, C. A. Ross, A. Eilez, W. Jung, C. Frandsen, Phys. Rev. B, **69**, 144421 (2004). **Magnetic configurations in 160-520-nm-diameter ferromagnetic rings.**
- [50] J. Kin Ha, Riccardo Hertel and J. Kirschner, Phys. Rev. B, **67**, 224432 (2003). **Micromagnetic study of magnetic configurations in submicron permalloy disks.**

Capítulo 4

Nanomagnetos: círculos, triángulos equiláteros y triángulos de Reuleaux

4.1. Introducción

Casi inmediatamente que se sugirió que las nanopartículas magnéticas podrían emplearse en aplicaciones de grabación magnética o memorias magnéticas de acceso aleatorio [1–3], los esfuerzos por fabricar y estudiar diferentes tipos de nanoestructuras magnéticas han aumentado exponencialmente [4–7]. Estas expectativas tecnológicas se han incrementado recientemente en virtud de la fabricación y de los estudios recientes en nanoestructuras magnéticas avanzadas de diversas formas geométricas, tamaños y de diversos materiales [1, 2, 6, 8–15]. Esta situación también ha motivado que varios grupos de investigación inviertan bastante tiempo en tratar de entender la física de los estados magnéticos en equilibrio y por descubrir los mecanismos de inversión de la magnetización y por tanto ha dirigido a la comunidad científica a implementar diferentes técnicas avanzadas de grabado por litografía y de fabricación de patrones de arreglos de nanoestructuras magnéticas. A su vez las herramientas experimentales para caracterizar magnéticamente estos arreglos de nanoestructuras son cada vez más sofisticadas. Además de esto, recientemente se han desarrollado varios modelos teóricos como el micromagnetismo, con el objetivo de explicar las configuraciones magnéticas que se presentan en sistemas de baja dimensionalidad [16, 17]. Especialmente, se han estudiado bastante los efectos de la forma, el tamaño y del material de estos sistemas sobre el mecanismo de inversión de la magnetización aprovechando la información que modelos como el micromagnetismo nos proporcionan. Dentro de las estructuras geométricas analizadas podemos mencionar los cuadrados, rectángulos, círculos,

elipses y estructuras con forma de diamantes [18–21]. En particular, los estudios teóricos y experimentales realizados en nanodiscos magnéticos han mostrado interesantes mecanismos de inversión de la magnetización [5, 7, 22–24] con aplicaciones potenciales importantes en medios de almacenamiento de ultra-alta densidad [25–28]. La mayoría de los estados magnéticos que se han encontrado en estos sistemas pequeños son estados tipo vórtices y *buckling* (configuraciones que presentan espines alineados en forma curvilínea, por ejemplo, las configuraciones tipo C y S [29, 30], aunque es posible hallar otros tipos de configuraciones magnéticas en estructuras geométricas más complejas [31–33]. Ya hemos dicho que las simulaciones micromagnéticas obtenidas a partir del empleo del código OOMMF [34] han resultado ser una herramienta muy útil para poder predecir y verificar los resultados obtenidos experimentalmente en nanomagnetos [35, 36]. Entre los parámetros críticos más importantes en la determinación de las configuraciones magnéticas en los nanomagnetos se encuentra la forma física del nanomagneto, aquí las interacciones entre los dipolos magnéticos juegan un papel primordial al tratar de reducir la energía magnetoestática e impulsar la aparición de configuraciones con flujo cerrado. La influencia de la geometría del nanomagneto en los campos *switchings* (donde hay una inversión de la magnetización sea esta una inversión total o parcial) como también en los mecanismos de inversión de la magnetización ya se han analizado por varios autores [8, 37].

Para entender más profundamente cual es la influencia que tiene la forma geométrica de los nanoelementos así como del material magnético del nanomagneto durante el proceso de inversión de la magnetización, en este capítulo, mostramos los resultados de las simulaciones micromagnéticas en función del espesor y para un diámetro constante de una nueva estructura geométrica en nanomagnetos conocida como triángulos de Reuleaux (TR) [38, 40].

4.2. Triángulo de Reuleaux

Al mover un objeto muy pesado de un lugar a otro resulta más fácil colocarlo sobre una plataforma que descansa sobre varios rodillos, cuando la plataforma comienza a moverse se toman los rodillos de la parte trasera y se colocan en la parte de enfrente y así sucesivamente. Un objeto movido así sobre una plataforma no tiene brincos mientras se desplaza. La explicación de lo anterior aparentemente es obvia ya que los rodillos son cilindros con sección transversal circular, y un círculo es una curva cerrada de ancho constante. Si una curva convexa cerrada se coloca entre dos líneas paralelas hasta que toquen la curva, la

distancia entre las líneas se le conoce como ancho de la curva. Debido a que el círculo tiene el mismo ancho en todas las direcciones se puede hacer rodar entre dos líneas paralelas sin alterar la distancia entre ellas.

Además del círculo, existen una gran cantidad de figuras que tienen un ancho constante; la curva no circular más simple es el triángulo de Reuleaux. Los matemáticos en el siglo 18 ya tenían conocimiento de esta figura, pero fué Franz Reuleaux [41] el primero en demostrar sus propiedades de ancho constante y también el primero en usar el triángulo para diseñar alrededor de 800 modelos de mecanismos para utilizarlos como componentes básicos en diferentes máquinas mecánicas.

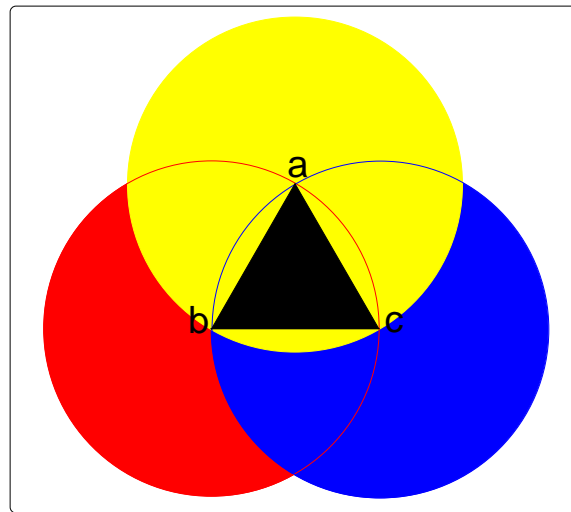


Figura 4.1: El área de color amarillo encerrada por los puntos (a, b, c) representa la forma geométrica de un triángulo de Reuleaux.

Para construir un triángulo de Reuleaux tomamos como base un triángulo equilátero de lado ab (vea la figura 4.1), luego trazamos círculos cuyo diámetro sea igual a la longitud el lado del triángulo equilátero y con centro en cada uno de sus vértices, la figura resultante que encierra al triángulo equilátero es un triángulo de Reuleaux. En este caso las esquinas definidas por los vértices son los más agudos que pueden ser construidos a partir del triángulo equilátero y del círculo. Ha habido varios intentos de combinar diferentes propiedades geométricas en una sola figura. De estos intentos los más relevantes que podemos mencionar a los casos de la figura de pac-man [32] y de figuras puntiagudas tipo diamante [31, 39]. El triángulo de Reuleaux tiene la versatilidad de poder transformar sus vértices a fronteras menos complicadas de tal manera que se eviten centros de nucleación de inversión de la magnetización como son los los vértices puntiagudos. Por ejemplo, si

alargamos los lados del triángulo equilátero una distancia uniforme en cada uno de sus vértices es posible redondearlas de tal forma que se eliminen las esquinas y siguiendo el procedimiento previo, la curva resultante también tiene un ancho constante en todas las direcciones que es la suma de ambos radio (ver la Fig. 4.1). Este caso lo trataremos con un poco de más detalle en el próximo capítulo.

4.3. Método de cálculo

Todos los resultados presentados aquí han sido obtenidos usando el código público denominado OOMMF (por sus siglas en inglés: Oriented Object MicroMagnetics Framework) que fué elaborado en el *National Institute of Standards and Technology* (NIST). Con este código, que se puede obtener gratuitamente y en varios sistemas operativos. En particular, nosotros usamos un ambiente LINUX. Las energías de intercambio y la magnetoestática son calculadas mediante el producto punto de 8 vecinos y mediante el potencial escalar usando transformadas de Fourier rápidas (FFT por sus siglas en inglés), respectivamente. En el caso de la magnetización ésta se obtiene como una función del tiempo usando las ecuaciones de movimiento de Landau-Lifshitz-Gilbert que incluye un parámetro de amortiguamiento. Todos los nanoelementos que usamos aquí están obtenidos usando como límite máximo un cuadrado de 200 nm. En el cálculo se han considerado que los nanoelementos aislados son de hierro, cobalto, níquel y *permalloy*. Hemos usado tres tipos de figuras: un círculo, un triángulo equilátero y un triángulo de Reuleaux. Se consideraron tres espesores 10, 20 y 40 nm. La versatilidad del código hace posible que se puedan calcular todo tipo de de figuras geométricas y de esta forma poder analizar el efecto que algunas características topológicas que los elementos tienen en el proceso de inversión de la magnetización. Para todos los cálculos se usaron celdas cuadradas de 2 nm de longitud, de esta manera reducimos los errores que pudieran surgir debido a que la figura geométrica no es barrida de manera completa. Los parámetros que se utilizaron en las simulaciones están mostrados en el cuadro 4.1 donde se puede ver los valores usados en la constante de intercambio (A_{int}), la magnetización de saturación y la constante de anisotropía. De acuerdo a este último parámetro la anisotropía utilizada en hierro y níquel fué cúbica y los casos de cobalto y *permalloy* no consideramos anisotropía. El parámetro de amortiguamiento que usamos fué de 0.5 y el campo magnético aplicado está en dirección x en todos los casos. De esta manera reducimos el tiempo de cálculo considerablemente.

Material	Parámetros del material		
	$A_{int} \times 10^{-11} (\frac{J}{m})$	$M_s \times 10^3 (\frac{A}{m})$	$K_1 \times 10^3 (\frac{J}{m^3})$
Fe	2,1	1700	48
Co	1,4	1400	0
Ni	0,9	490	-5,7
PY	1,3	860	0

Cuadro 4.1: Valores de los parámetros típicos en materiales magnéticos.

4.4. Resultados

Los resultados obtenidos en estas tres diferentes geometrías son interesantes. En la figura 4.2 mostramos los resultados obtenidos en nanomagnetos de hierro y cobalto de 10 nm de espesor. Las tres primeras filas corresponden al caso de nanomagnetos de hierro y las siguientes tres al caso del cobalto. Para el círculo vemos que después de estar saturado los momentos magnéticos, que también podemos llamar espines, comienzan a alinearse a las fronteras del círculo para reducir de esta forma la energía magnetoestática (Fig. 4.2-1a). Al reducir más el campo aplicado, pero aún positivo, se forma una configuración de espín como la mostrada en la figura 4.2-1b donde los espines comienzan a rotar hacia la dirección perpendicular y forman una curva en la parte posterior derecha del círculo. Esta configuración implica un crecimiento importante en la energía de intercambio, por lo que el sistema se ve obligado a modificarla y transitar a la configuración denominada vórtice (Fig. 4.2-1c). Esta transición conlleva que la magnetización sea cero ya que los espines forman círculos concéntricos tomando como centro al círculo, de esta manera a la vez que reducen apreciablemente la energía magnetoestática la energía de intercambio no aumenta tanto, solo en el centro del círculo donde no es posible formar configuraciones paralelas, que es lo que disminuye la energía de intercambio [5, 42]. Al cambiar de dirección el campo magnético aplicado los espines comienzan a tratar de invertir su dirección lo que promueve que el centro del vórtice se vaya moviendo a la parte inferior del círculo (Figs. 4.2-1d y 4.2-1e). Finalmente en el punto f vemos la formación del estado *onion* inverso configuración que usualmente se forma antes de saturar el sistema circular.

En el caso del triángulo de Reuleaux (TR) se forman configuraciones completamente diferentes a las encontradas en el círculo, noten que tenemos un ciclo de histéresis más ancho. Es importante hacer notar que no obstante que aparece un estado vórtice en las configuraciones de espín que se presentan en función del campo en esta figura geométrica,

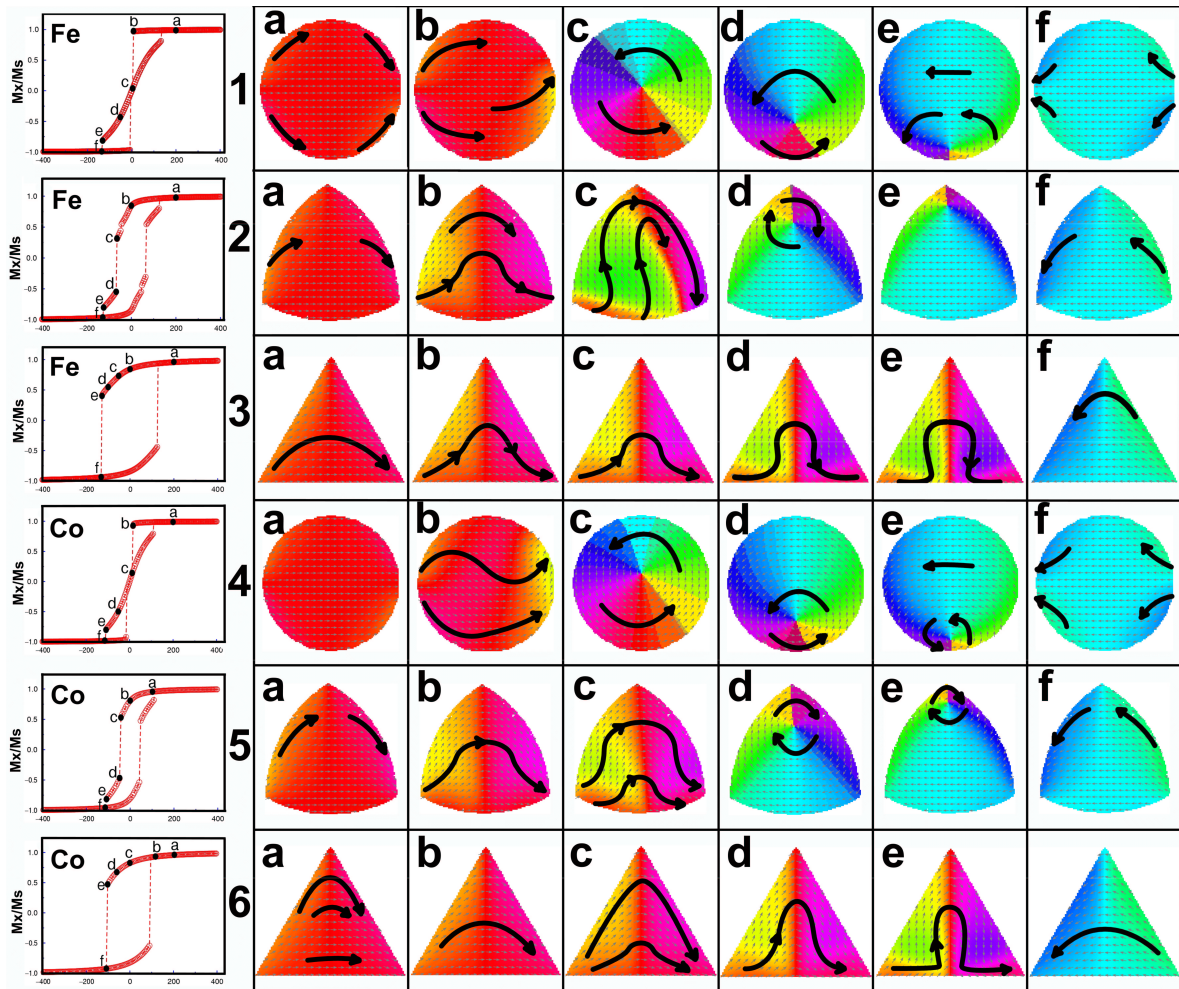


Figura 4.2: Ciclos de histéresis (primera fila) de diferentes figuras geométricas con espesor de 10 nm. En este caso presentamos el caso del hierro (Fe) y cobalto (Co). Las letras están correlacionadas con los puntos de los ciclos de histéresis. Se muestran los resultados encontrados en las tres figuras: círculo (1a-1f para el hierro y 4a-4f para el triángulo), triángulo de Reuleaux (2a-2f para el hierro y 5a-5f para el cobalto) y el triángulo equilátero (3a-3f para el hierro y 6a-6f para el cobalto). Las dimensiones de estos nanomagnetos están definidas por la longitud de 200 nm, es decir el círculo tiene 200 nm de diámetro, el triángulo equilátero tiene 200 nm de lado y el triángulo de Reuleaux se hizo usando el triángulo equilátero de 200 nm de lado.

la magnetización nunca toma el valor de cero. Similarmente que en el caso anterior del círculo los espines inician su rotación de tal manera que toman la forma de las fronteras del triángulo de Reuleaux principalmente en las partes curvadas laterales (Fig. 4.2-2a). A medida que se disminuye el campo aplicado esta configuración es notablemente pronunciada de tal manera que en la parte superior del triángulo de Reuleaux se forma una especie de C con los momentos magnéticos (Fig 4.2-2b). Sin embargo, en la parte inferior de esta

figura comienza a formarse una especie de montaña en donde en la parte izquierda los espines se alinean en una curvatura contraria a la formada en la parte superior, en la parte central los espines se alinean con la misma curvatura y en la parte de la derecha cambian de nuevo esa curvatura dando la impresión de formar una especie de letra omega mal hecha (Fig. 4.2-2b). Esta situación es motivada por la geometría del nanomagnetos ya que los espines intentan alinearse a las partes laterales lo cual incrementa enormemente a la energía de intercambio debido a los espines alineados antiparalelamente. La configuración de espín mostrada en la figura 4.2-2c es generada principalmente por la competencia entre la energía magnetoestática y la energía de intercambio. Dado que el campo aplicado está dirigido en dirección contraria los espines intentan modificar su estado lo cual motiva, por una parte, que una de las zonas gire hacia la derecha (zona verde) y otra intente permanecer alineada a las fronteras de la figura (zona lila y una pequeña zona roja inferior) y dado que el espesor es relativamente pequeño no permite que los espines apunten perpendicularmente a la superficie del nanomagnetos. Esta configuración no es energéticamente favorable y su estabilidad con el campo aplicado es muy pequeña por lo que los espines prefieren transitar a la configuración marcada con la letra d en la fila 2 de la figura 4.2. El tránsito a esta configuración trae como consecuencia una disminución abrupta de la magnetización lo cual puede notarse en el ciclo de histéresis correspondiente, que se encuentra en la parte extrema derecha. Es claro observar que esta configuración consta de dos zonas: una está definida por un vórtice en la parte superior del triángulo de Reuleaux muy cercano al vértice y otra inferior con los espines apuntando en dirección $-x$ (zona azul claro). También, es posible observar como dos partes de espines del vórtice se extienden a las partes laterales del triángulo de Reuleaux ya que las fronteras aproximadamente coinciden con esa dirección (zona verde de la parte izquierda y zona azul marino de la parte derecha). A medida que el campo magnético es más negativo la zona azul claro crece, lo cual motiva que el vórtice se traslade a la parte inferior (Fig. 4.2-1e). Finalmente la fig. 4.2-2f muestra la configuración previa a la saturación que es la que correspondería a la configuración *onion* que típicamente aparece en el caso del círculo.

El caso del triángulo equilátero (TE) es también interesante. Similarmente al caso del triángulo de Reuleaux, el triángulo equilátero comienza a alinear los espines a sus fronteras a medida que el campo disminuye. La configuración que se observa puede verse en la fig. 4.2-3a. Al disminuir más el campo magnético aplicado esta configuración evoluciona coherentemente hacia la mostrada en la fig. 4.2-3e, que como puede verse se asemeja a la letra griega omega (Ω) la cual impide que se forme el vórtice y por lo tanto la curva de

histéresis se ensanche, aumentando con esto tanto la remanencia como el campo coercitivo. En la fig. 4.2-3e es fácil observar tres zonas de espines que se forman para reducir la energía magnetoestática: la zona verde donde la mayoría de los espines tienen una dirección paralela al lado izquierdo del triángulo equilátero; la zona roja, donde los espines están alineados al lado inferior y la zona morada donde están alineados al lado derecho del triángulo equilátero. Esta configuración aumenta considerablemente la energía de intercambio y al aumentar el campo negativo sucede un cambio brusco en la magnetización lo que produce una inversión de la magnetización y la configuración inversa mostrada en la fig. 4.2-3f previa a la saturación.

Para los casos que usamos cobalto como elemento, las configuraciones que se presentan en el ciclo de histéresis, tanto en el círculo, el triángulo de Reuleaux y el triángulo equilátero, no varían significativamente. Los ciclos de histéresis son muy similares y solo cambian los valores de los campos donde se presentan las transiciones magnéticas. En lo general, estos valores son menores que para el caso del hierro que para el caso de cobalto (compare los ciclos de histéresis). Las diferencias que se pueden apreciar son como a continuación se detalla. Para el círculo, la configuración previa al estado vórtice (Fig. 4.2-4b) está más definida en el caso de cobalto que en el caso de hierro. Esta configuración, se conoce como encorvada (*buckle*). De acuerdo a Ha *et al.* [43] hay varios grados de encorvamiento de espines, siendo de primer grado el estado C, de segundo el estado S, de tercer grado el W y así sucesivamente, es decir, se clasifica de acuerdo a el número de oscilaciones que experimenten los espines. En el caso que nos ocupa, vemos que el círculo de cobalto de 10 nm de espesor y 200 de diámetro se forma un estado S antes de la transición abrupta al estado vórtice (Figs. 4.2-4b y 4.2-4c). Otra diferencia apreciable, es la que sucede en el triángulo de Reuleaux: en el estado Ω (Fig. 4.2-5c) formado en el triángulo de Reuleaux de cobalto antes de transformarse al estado vórtice (Fig. 4.2-5d) no hay un crecimiento de los espines apuntando hacia la dirección y como la que se presentó en el caso de que Fe es el elemento del nanomagnet, es decir, con una constante de intercambio mayor y una constante de anisotropía distinta de cero se promueve que los ciclos de histéresis tengan una forma más cuadrada (compare el segundo ciclo de histéresis con el cuarto) promoviendo la formación de dominios y su crecimiento al moverse sus paredes hacia la derecha como es el caso de la fig. 4.2-2c. Finalmente vemos que el efecto de tener una constante de anisotropía diferente de cero y mayor constante de intercambio el efecto solo es el aumento de la cuadratura del ciclo de histéresis y las configuraciones son casi iguales.

Los casos para el níquel y *permalloy* (PY) con 10 nm de espesor presentan configu-

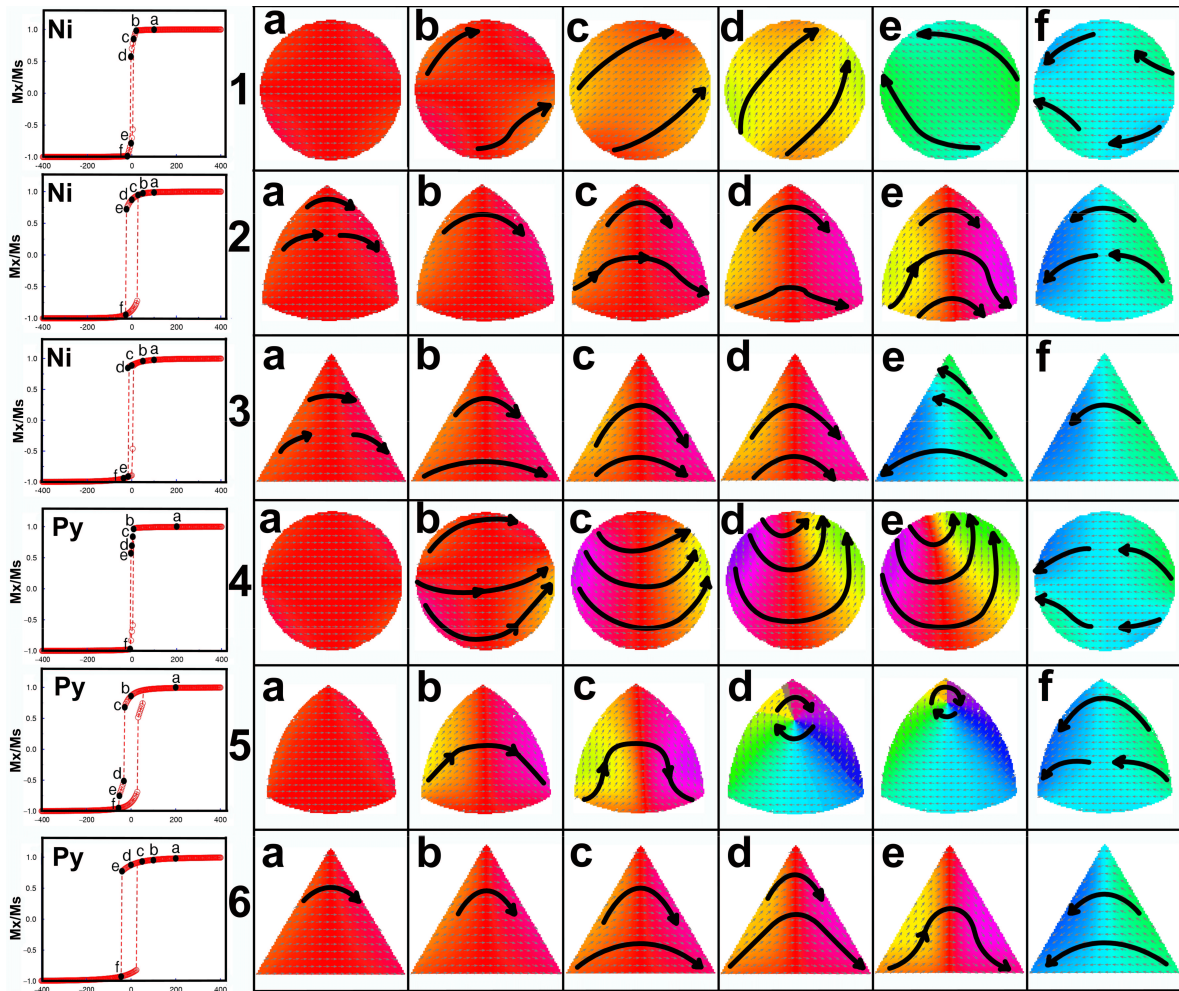


Figura 4.3: Ciclos de histéresis (primera fila) de diferentes figuras geométricas con espesor de 10 nm. En este caso presentamos el caso del níquel (Ni) y *permalloy* (Py). Las letras están correlacionadas con los puntos de los ciclos de histéresis. Se muestran los resultados encontrados en las tres figuras: círculo (1a-1f para el hierro y 4a-4f para cobalto), triángulo de Reuleaux (2a-2f para el hierro y 5a-5f para el cobalto) y el triángulo equilátero (3a-3f para el hierro y 6a-6f para cobalto). Las dimensiones de estos nanomagnetos están definidas por la longitud de 200 nm, es decir el círculo tiene 200 nm de diámetro, el triángulo equilátero tiene 200 nm de lado y el triángulo de Reuleaux se hizo usando el triángulo equilátero de 200 nm de lado. Las unidades del eje x en los ciclos de histéresis son mT.

raciones muy diferentes que trataremos aparte. En la fig. 4.3 se puede observar los ciclos de histéresis y las configuraciones correspondientes en ciertos puntos de estos ciclos. Comparando con el caso del hierro y cobalto vemos que éstos son muy delgados con campos coercitivos casi cero pero alta remanencia. Nótese como para el círculo no aparece el vórtice. A campos magnéticos aplicados cercanos a cero, no obstante que los espines comienzan a alinearse a las fronteras del círculo (Fig. 4.3-1b), como sucedió en los casos de cobalto y

hierro, al disminuir más el campo y muy cercano a cero se forma gradualmente una configuración llamada hoja (leaf) donde los espines apuntan en una dirección de 40 grados aproximadamente (Fig. 4.3-1c), que se habían observado en nanomagnetos cuadrados de *permalloy* [18]. Este tipo de estados magnéticos no promueven la formación del vórtice y se presentan en nanomagnetos delgados. En nuestro caso tenemos un espesor de 10 nm, el cual es relativamente pequeño, además la constante de intercambio es la mitad de la que es en el caso del hierro, por lo que el ahorro de la energía magnetoestática, al formarse el estado vortex es menor que la disminución que se obtiene al formar una configuración tipo hoja ya enunciada (Fig. 4.3-1c). A lo más que se obtiene es una pequeña rotación de los espines en forma coherente formando la configuración mostrada en la fig. 4.3-1d antes de rotarlos bruscamente (Fig. 4.3-1e) y cambia la magnetización de un valor positivo a uno negativo como lo muestra el ciclo de histéresis respectivo. La configuración f de este proceso de inversión es muy similar al conocido estado *onion* inverso que regularmente se manifiesta antes de llegar a la saturación negativa. Es interesante hacer hincapié que el estado vórtice no se forma en níquel por lo que no obstante que los ciclos de histéresis son muy delgados sus respectivas remanencias son altas. Véase el caso del triángulo de Reuleaux de níquel que sigue un proceso similar de inversión de magnetización excepto que después de formar el estado Ω (Fig. 4.3-2e), o algo muy parecido a ese estado, el sistema transita a la configuración inversa mostrada en la fig. 4.3-2f. El ciclo de histéresis del triángulo también es delgado (ver fila 3 de la Fig. 4.3) y de acuerdo a la simetría de esta figura los espines comienzan a alinearse a los lados formando las tres zonas de espines mencionadas anteriormente en el caso de hierro y cobalto (una paralela al lado izquierdo, otra paralela a la base y la otra paralela al lado derecho) al tratar de crecer estas zonas (ver Fig. 4.3-a,b,c,d) incrementa apreciablemente la energía de intercambio y disminuye la magnetoestática, dada esta geometría y el espesor del sistema esta competencia no logra definir la configuración de vórtice, pero también tienen una contribución importante los valores relativamente pequeños de la constante de intercambio y la magnetización de saturación (ver tabla 4.1) para no formar el estado vórtice en su lugar hay una transición brusca al estado mostrado en la fig. 4.4-3e que podemos notar que es un incipiente estado **Y** que se presentan en estas geometrías [44].

Similarmente lo que sucede en el caso del níquel, cuando el nanomagneto es de *permalloy*, los ciclos de histéresis son muy delgados. Sin embargo, el proceso de inversión de la magnetización es algo diferentes para los casos geométricos que nos ocupan. Para el caso del círculo, después del estado saturado (Fig. 4.3-4a), al disminuir el campo aplicado (cerca

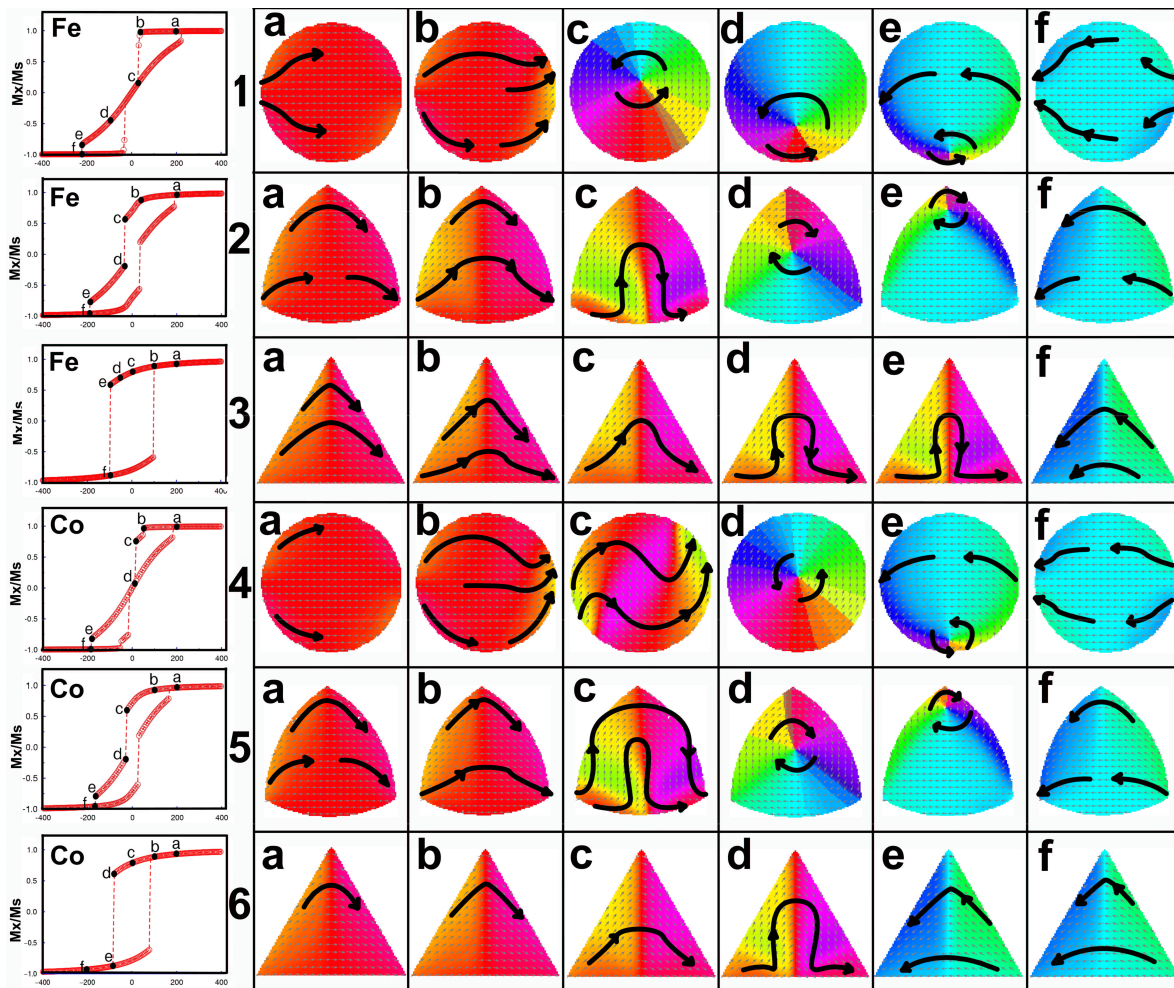


Figura 4.4: Ciclos de histéresis (primera fila) de diferentes figuras geométricas con espesor de 20 nm. En este caso presentamos el caso del hierro (Fe) y cobalto (Co). Las letras que aparecen en las figuras que están a la derecha están correlacionadas con los puntos de los ciclos de histéresis. Se muestran los resultados encontrados en tres figuras geométricas: círculo (1a-1f para el hierro y 4a-4f para el triángulo), triángulo de Reuleaux (2a-2f para el hierro y 5a-5f para el cobalto) y el triángulo equilátero (3a-3f para hierro y 6a-6f para cobalto). Las dimensiones de estos nanomagnetos están definidas por la longitud de 200 nm, es decir el círculo tiene 200 nm de diámetro, el triángulo equilátero tiene 200 nm de lado y el triángulo de Reuleaux se hizo usando el triángulo equilátero de 200 nm de lado.

de campo cero) el círculo comienza a presentar la configuración de espines alineados a sus fronteras, con más intensidad en la parte inferior que en la parte superior (Fig. 4.3-4b). Dado que la magnetización de saturación es mucho menor que en el caso del níquel la configuración que se desarrolla es la C (Fig. 4.3-4c, 4d, 4e) y no la hoja como en el caso de hierro. Finalmente muy cerca del cero pero en la parte negativa se invierte la magnetización y el círculo presenta la configuración tipo onion mostrada en la fig. 4.3-4f. En lo

que respecta al triángulo de Reuleaux hay una diferencia importante ya que después de la formación de la secuencia de estados que nos llevan al estado Ω (Fig. 4.3-5b, 5c), y con esto al ensanchamiento de la curva de histéresis, es posible observar que se forma un vórtice (Fig. 4.3-5d), el cual promovido por las competencias entre las energías magnetoestática y de intercambio, se mueve hacia arriba impedido por el crecimiento de la zona de espines (Fig. 4.3-5f) que ya están invertidos (zona azul) y que finalmente lo destruyen formándose la configuración invertida mostrada en la fig. 4.3-5f. El cambio de los parámetros de níquel a los de *permalloy*, no produce cambios significativos en las configuraciones de espín que se forman en el proceso de magnetización: una formación uniforme de un estado tipo Ω [Fig. 4.3-6 (a-e)] y un cambio brusco a una configuración inversa (Fig. 4.3-6f). Nótese que no se forma la estructura de la Fig. 4.3-3e y esto promueve que el ciclo de histéresis del triángulo equilátero de *permalloy* se ensanche y se tenga un campo coercitivo mayor que el obtenido en el caso del níquel.

La fig. 4.4 muestra los resultados obtenidos en las diferentes geometrías consideradas (círculo, triángulo de Reuleaux y triángulo equilátero) y para los casos en que los nanomagnetos sean de hierro y cobalto, pero ahora para un espesor de 20 nm. Comenzaremos para cuando tenemos nanomagnetos de hierro. En el caso de que la geometría utilizada sea un círculo no vemos diferencias sustanciales entre las configuraciones obtenidas para un círculo de 20 nm y uno de 10 nm. La única diferencia que es de notar es que el estado vórtice aparece en la parte superior del círculo y se mantiene estable en un intervalo de campo mayor en el caso de 20 nm [Fig. 4.4-1(c-d)] que en el de 10 nm [Fig. 4.4-1(c-d)]. Además la transición del estado tipo C al estado vórtice se lleva a cabo para un campo magnético más grande. Esta situación es muy conocida [43] ya que el aumento de espesor de un nanomagneto por lo regular promueve la aparición del estado vórtice. Esto mismo sucede en el caso que usemos el triángulo de Reuleaux como figura geométrica. Podemos notar las diferencias con respecto al caso de un espesor de 10 nm. Lo primero que se ve es que el ciclo de histéresis es más delgado, situación debida a que el estado vórtice se presenta para un campo negativo más pequeño (ver el ciclo de histéresis) pues el estado Ω (Fig. 4.4-2c), en esta ocasión no sufre una pérdida de simetría como lo hizo para 10 nm de espesor (Fig. 4.4-2c). Segundo, el estado vórtice se presenta más al centro del triángulo equilátero, lo cual nos indica una influencia mayor de su parte circular. También, en el caso del triángulo equilátero el aumento de espesor disminuye el campo coercitivo haciendo que el ciclo de histéresis sea más delgado en el triángulo equilátero de hierro con 20 nm de espesor que el correspondiente de 10 nm de espesor. Nótese que la evolución del estado

saturado al estado Ω , el cual también está muy bien definido, se lleva a cabo mediante un proceso uniforme sin transiciones abruptas [Fig. 4.4-2(b-e)].

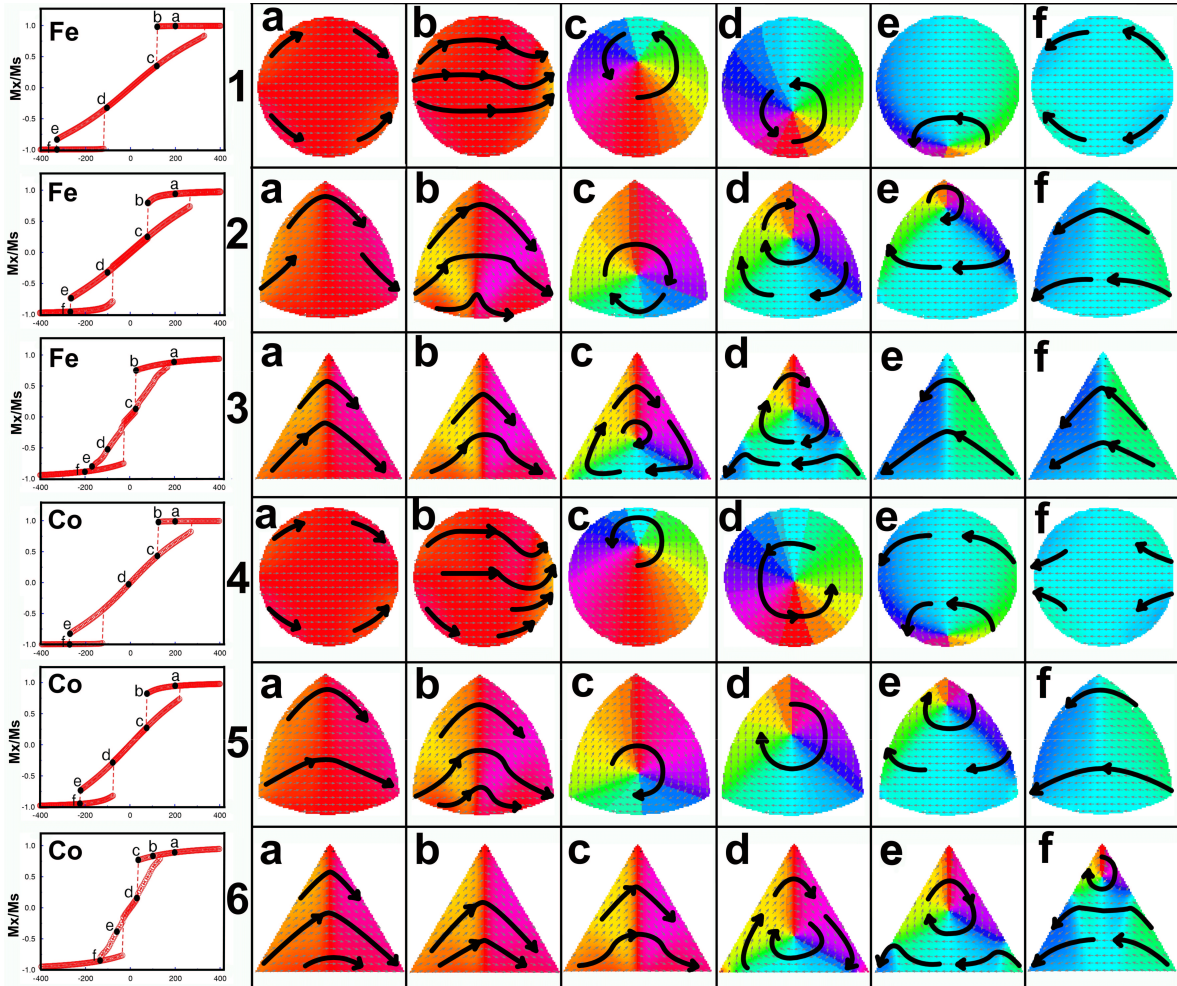


Figura 4.5: Ciclos de histéresis (primera fila) de diferentes figuras geométricas con espesor de 40 nm. En este caso presentamos el caso del hierro (Fe) y cobalto (Co). Las letras que aparecen en los cuadros que están a la derecha de cada fila están correlacionadas con los puntos de los ciclos de histéresis. Se muestran los resultados encontrados en tres figuras geométricas: círculo (1a-1f para el hierro y 4a-4f para el triángulo), triángulo de Reuleaux (2a-2f para el hierro y 5a-5f para el cobalto) y el triángulo equilátero (3a-3f para hierro y 6a-6f para cobalto). Las dimensiones de estos nanomagnetos están definidas por la longitud de 200 nm, es decir el círculo tiene 200 nm de diámetro, el triángulo equilátero tiene 200 nm de lado y para el triángulo de Reuleaux se utilizó un triángulo equilátero de 200 nm de lado.

Las diferencias entre el nanomagnetito de hierro y el de cobalto, ambos con 20 nm de espesor, son muy semejantes a las encontradas para el caso de 10 nm de espesor, por tanto en lo que sigue solo indicaremos el efecto que tiene aumentar el espesor en los nanomagnetos de cobalto. Extrañamente a lo esperado vemos que a partir de que se forma el estado

mostrado en la fig. 4.4-4a (tipo *onion*), el cual evoluciona con la disminución del campo a un estado S muy bien definido (Fig. 4.4-4b a la Fig. 4.4-4c). Note en el ciclo de histéresis correspondiente (fila 4) que hay un pequeño salto en la magnetización después del inicio del estado S. Por lo tanto, la inversión en este caso no se lleva en forma uniforme en el sentido estricto. Esta situación motiva que el estado vórtice (Fig. 4.4-4d) se presente muy cerca al campo aplicado cero y como su estabilidad es mayor que para el caso de 10 nm de espesor hay un leve incremento en el área debajo de la curva. En los casos del triángulo equilátero y triángulo de Reuleaux el efecto del espesor es similar a lo que sucedió en el caso del hierro. Después de la formación uniforme del estado Ω [secuencia 4,4 – 5(a-b-c) para el triángulo de Reuleaux y secuencia 4,4 – 6(a-b-c-d) para el caso del triángulo equilátero], en el triángulo de Reuleaux aparece el estado vórtice más en el centro y con una estabilidad mayor que la presentada en el nanomagnetito de 10 nm. En el triángulo equilátero no obstante que no se presenta el estado vórtice, si hay una pequeña disminución en el campo coercitivo y la transición del estado Ω al estado donde los espines casi están totalmente invertidos, se lleva a cabo para un campo magnético aplicado menos negativo que el correspondiente a 10 nm.

Si aumentamos más el espesor, a 40 nm, en el caso de nanomagnetitos circulares de hierro observamos un comportamiento típico reportado en la mayoría de los artículos sobre micromagnetismo en *dots* circulares [5, 17, 21, 35]: primero el estado saturado, después un estado *onion* (Fig. 4.5-1a), la formación de un estado tipo S (Fig. 4.5-1b), y la aparición de un estado vórtice (Fig. 4.5-1c) en la parte superior del círculo, su movimiento hacia la parte inferior ya que el campo magnético está aplicado en la dirección x (Fig. 4.5-1d y 4.5-1e), finalmente el estado *onion* inverso. El aumento de espesor afecta drásticamente el proceso de inversión. La transición estado S al estado vórtice se lleva a cabo a un campo magnético aplicado relativamente mayor que para los casos de 10 nm y 20 nm. Además, el intervalo donde el estado vórtice es estable es mayor (ver ciclo de histéresis correspondiente en la fila 1 de la Fig. 4.5 y compare con los casos anteriores). En el caso del triángulo de Reuleaux observamos que un aumento del espesor cambia significativamente el proceso de inversión de la magnetización. Una de los efectos principales es que la remanencia es cero, debido a que la secuencia estado tipo *onion* (Fig. 4.5-2a) al estado tipo Ω (Fig. 4.5-2b) y luego estado vórtice (Fig. 4.5-2c) se lleva a cabo para campos magnéticos aplicados positivos. Esta situación se explica por la competencia entre la reducción de la energía de intercambio y la reducción de la energía magnetostática. Al aumentar el espesor los espines pueden rotar más fácilmente para reducir los campos de dispersión generados por la magnetización del nanoelemento (*stray fields*) y de esta manera favorecer una configuración cerrada donde

los espines se alineen a las paredes del nanomagnetito y formen una configuración *vortex* (Fig. 4.5-2c). Como puede notarse esta configuración *vortex* se forma mas abajo que en los casos de hierro 10 nm y hierro 20 nm y su estabilidad es aun mucho mayor (380 mT aproximadamente). El cambio que produce el aumento de espesor en el proceso para invertir la magnetización del triángulo equilátero es aún más notable. El triángulo equilátero de hierro con 40 nm de espesor después de la formación uniforme de un estado tipo Ω (Fig. 4.5-3b) ahora presenta una configuración con los espines formando un vórtice (Fig. 4.5-3c) que subdivide al triángulo equilátero en tres zonas con sus respectivas paredes de dominio. La zona amarilla, paralela al lado izquierdo del triángulo equilátero, la zona morada paralela al lado derecho y la zona azul claro paralela a la base del triángulo equilátero. Cada una de estas zonas tiene sus paredes que las separan la pared roja, la pared azul fuerte y la pared verde separan a la zona amarilla de la morada, de la morada a la azul claro y de esta de la amarilla, respectivamente. La magnetización de esta configuración es cero, como se espera. El centro de este vórtice se mueve hacia arriba a medida que el campo magnético aplicado se vuelve más negativo. Este proceso al parecer se realiza de manera uniforme ya que no encontramos bruscos en el ciclo de histéresis, salvo una pequeña inflexión donde desaparece este estado *vortex* y se presenta el estado invertido mostrado en la figura 4.5-3e. Esta configuración uniformemente pasa al estado saturado que no es fácil de alcanzar como puede verse en el ciclo de histéresis correspondiente (gráfica al inicio de la fila 3 de la Fig. 4.5).

Para nanomagnetitos circulares de cobalto, observamos que similar a los casos de 10 y 20 nm, para 40 nm después del estado saturado aparece el estado *onion* (Fig. 4.5-4a), después se forma un estado tipo S (Fig. 4.5-4b) previo a la transición al estado vórtice, esto sucede a un campo magnético aplicado más grande (130 mT aproximadamente) y el centro del vórtice está más arriba del centro del círculo. Note que este caso sigue la regla de que al aumentar el espesor los nanomagnetitos tienden a presentar configuraciones de espín cerradas para reducir la energía magnetostática. Sin embargo, eso no sucedió en el caso de 20 nm, donde el estado vórtice se formó después de un estado S bien formado. Esta situación nos sugiere que existe algún espesor en donde la inversión de magnetización sigue un proceso nada usual. El movimiento de este estado vórtice hasta que desaparece lo realiza en un intervalo de campo aplicado de casi 400 mT [Fig. 4.5-4(c-e)], después de lo cual aparece el estado *onion* bien definido. Similar a lo que sucede en nanomagnetitos de hierro, para la geometría del triángulo de Reuleaux, en el caso de cobalto, el estado vórtice (Fig. 4.5-5c) es la configuración que se presenta posterior a un estado tipo Ω que no logra

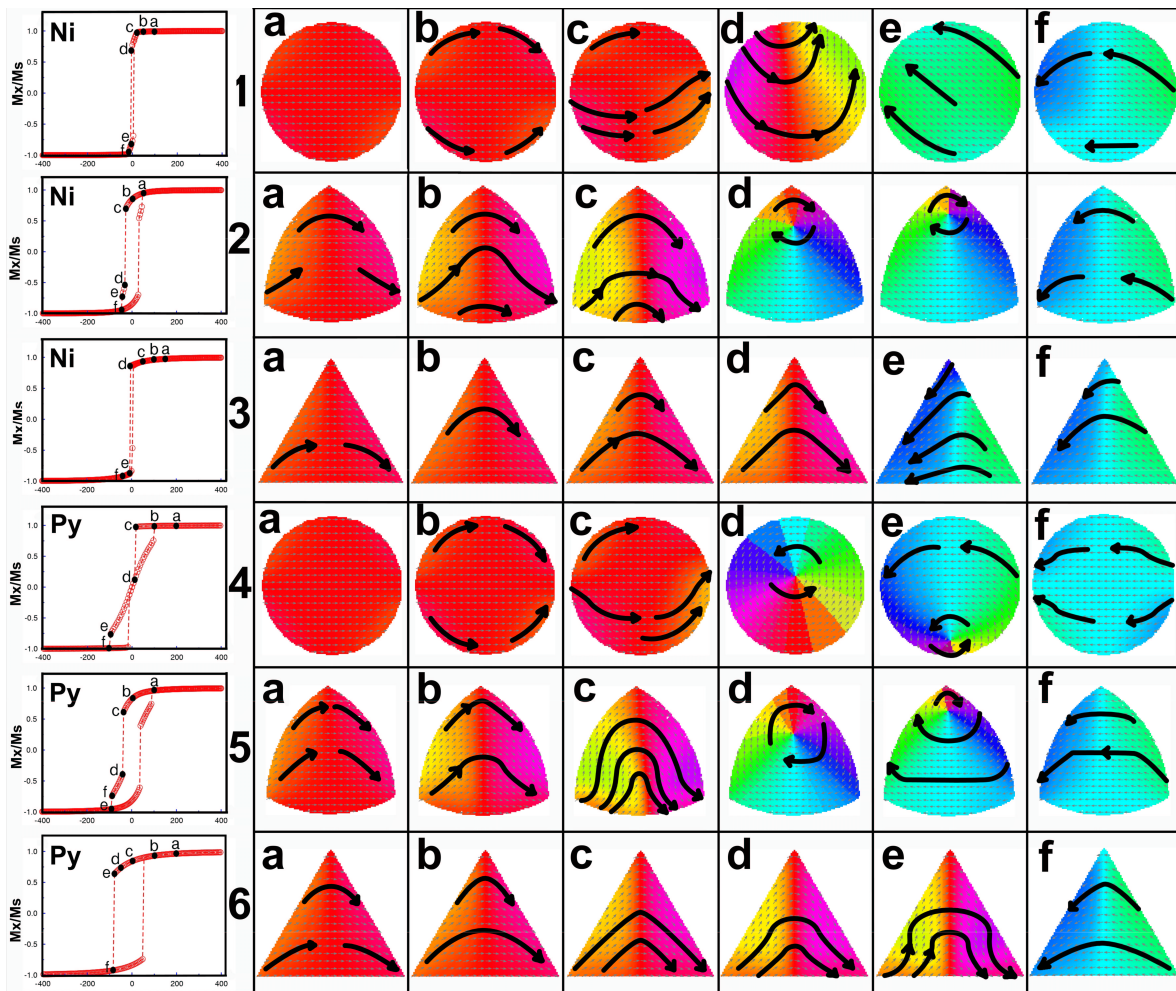


Figura 4.6: Ciclos de histéresis (primera fila) de diferentes figuras geométricas con espesor de 20 nm. En este caso presentamos el caso del níquel (Ni) y *permalloy* (PY). Las letras están correlacionadas con los puntos de los ciclos de histéresis. Se muestran los resultados encontrados en las tres figuras: círculo (1a-1f para el níquel y 4a-4f para *permalloy*), triángulo de Reuleaux (2a-2f para el níquel y 5a-5f para el *permalloy*) y el triángulo equilátero (3a-3f para níquel y 6a-6f para *permalloy*). Las dimensiones de estos nanomagnetos están definidas por la longitud de 200 nm, es decir el círculo tiene 200 nm de diámetro, el triángulo equilátero tiene 200 nm de lado y el triángulo de Reuleaux se hizo usando el triángulo equilátero de 200 nm de lado. Las unidades del eje x en los ciclos de histéresis son mT.

definirse bien como puede observarse en la Fig. 4.5-5b. Este estado se mueve hacia arriba perpendicularmente al campo aplicado [Fig. 4.5-5(c-e)] y sobrevive un largo intervalo de campo magnético aplicado (300 mT aproximadamente) antes de ser destruido por el estado *onion* (Fig. 4.5-5f). El aumento del espesor a 40 nm para el triángulo equilátero de Co (fila 6 de la Fig. 4.5) produce efectos similares a lo sucedido en el nanomagneto de hierro, es decir, inevitablemente el estado vórtice produce un cambio drástico tanto en el ciclo de

histéresis como en el proceso de inversión de la magnetización. La única diferencia, tal vez no muy notoria, es que el estado *vortex*, es difícil de destruir y se necesita un campo más grande para llegar a la saturación [Fig. 4.5-6(a-f)].

Regresando al caso de níquel y *permalloy*, en la Fig. 4.6 mostramos los ciclos de histéresis y las configuraciones magnéticas de espín que se presentan en las diferentes geometrías consideradas para nanomagnetos de espesores de 20 nm. Después del estado saturado, del *onion* y del estado S muy débil, en el círculo de níquel aparece un estado *buckle* de primer grado o estado C (Fig. 4.6-1d) que no se manifestó para el caso de 10 nm, pero sin embargo la disminución de la energía magnetoestática no es suficiente para promover la aparición del estado *vortex* y en lugar de eso hay una transición abrupta del estado C al estado hoja (Fig. 4.6-1e) y después al estado mostrado en la fig. 4.6-1f previo al saturado del cual no tenemos referencia previa. Como puede verse en la fig. 4.6 y Fig. 4.4 los ciclos de histéresis son muy similares (para 10 y 20 nm), ambos siendo muy delgados. Para el triángulo de Reuleaux de níquel con espesor de 20 nm se presenta el estado vórtice ausente en el caso de 10 nm, donde observamos una transición abrupta entre el estado Ω (Fig. 4.3-2e) y el estado inverso (Fig. 4.3-2f), para 20 nm la transición es entre el estado Ω (Fig. 4.6-2c) y el estado vórtice con centro en la parte superior del triángulo de Reuleaux (Fig. 4.6-2d) y de este con un leve movimiento del centro del vórtice (Fig. 4.6-2e) al estado inverso tipo *onion* (Fig. 4.6-2f). Las configuraciones magnéticas del triángulo equilátero evolucionan con el campo magnético aplicado muy similarmente en los casos de 10 y 20 nm de espesor y antes de la transición abrupta. Sin embargo, la inversión se lleva por diferentes mecanismos ya que en 10 nm los espines se alinean al lado derecho y en 20 nm los espines se alinean al lado izquierdo causando un campo coercitivo extremadamente pequeño.

Los cambios en nanocírculos de *permalloy* al aumentar el espesor son significativos. Primeramente el ciclo de histéresis tiene una forma completamente diferente. Esto se debe a que la inversión en la magnetización se lleva a cabo por dos rutas diferentes: para 10 nm es mediante una rotación casi coherente en donde el estado C es el preámbulo para la transición magnética y para 20 nm, esta transición de un estado C muy insipiente (Fig. 4.6-4c) al estado *onion* inverso (Fig. 4.6-4f) es mediada por estados vórtice [Fig. 4.6-4(d,e)]. Para el triángulo de Reuleaux de 20 nm de espesor subsiste que la inversión en la magnetización se lleva a cabo mediante la secuencia *onion- ω -vortex-onion* inverso como en el caso de 10 nm de espesor. La diferencia es que el campo coercitivo es mayor para 20 nm de espesor y con una mejor definición del estado Ω . Lo mismo sucede para el triángulo equilátero, aumenta el campo coercitivo al aumentar el espesor y también el estado Ω se define más. Note que

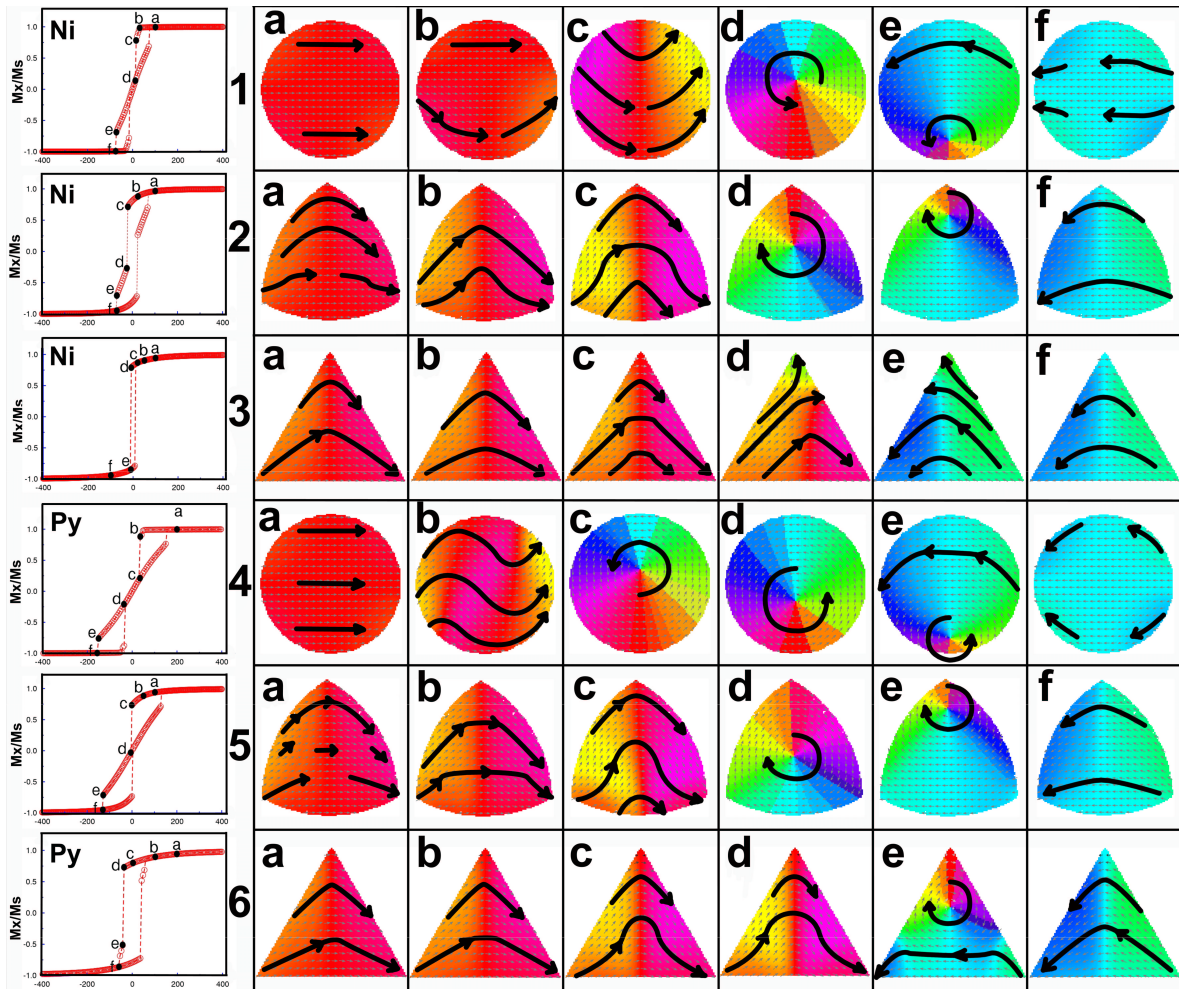


Figura 4.7: Ciclos de histéresis (primera fila) de diferentes figuras geométricas con espesor de 40 nm. En este caso presentamos el caso del níquel (Ni) y *permalloy* (PY). Las letras están correlacionadas con los puntos de los ciclos de histéresis. Se muestran los resultados encontrados en las tres figuras: círculo (1a-1f para el níquel y 4a-4f para *permalloy*), triángulo de Reuleaux (2a-2f para el níquel y 5a-5f para el *permalloy*) y el triángulo equilátero (3a-3f para níquel y 6a-6f para *permalloy*). Las dimensiones de estos nanomagnetos están definidas por la longitud de 200 nm, es decir el círculo tiene 200 nm de diámetro, el triángulo equilátero tiene 200 nm de lado y el triángulo de Reuleaux se hizo usando el triángulo equilátero de 200 nm de lado. Las unidades del eje x en los ciclos de histéresis son mT.

tanto el círculo y el triángulo de Reuleaux de *permalloy* de 20 nm de espesor tienen una inversión de la magnetización (filas 4 y 5 de la Fig. 4.6) y los ciclos de histéresis básicamente son iguales que el caso de cobalto de 10 nm para esas geometrías. Ambos elementos han sido calculados con una anisotropía igual a cero y una constante de intercambio muy similar. La única diferencia observada es que la magnetización de saturación es tres veces menor para el *permalloy* con respecto al cobalto. No podemos decir lo mismo para el triángulo

equilátero, ya que en el caso de *permalloy* de 20 nm su ciclo de histéresis se adelgaza no obstante que presentan similares secuencias en las configuraciones de espín.

Finalmente, en la Fig. 4.7 mostramos el caso de nanomagnetos de níquel y *permalloy* de 40 nm de espesor. En este caso el nanomagneto circular de níquel cambia definitivamente su proceso de inversión en la magnetización. Como puede observarse, después de la formación del estado C (Fig. 4.7-1c) aparece ahora el estado vórtice con rotación en dirección contraria al movimiento de las manecillas del reloj (Fig. 4.7-1d) y con magnetización cero. Siendo esta situación la primera en todos los casos analizados hasta ahora. Para el triángulo de Reuleaux después del típico estado ω que se presenta en esta estructura geométrica la formación del vórtice se lleva a cabo más al centro (Fig. 4.7-2d) lo que genera que el salto en la magnetización sea menos brusco que el encontrado en el caso de 20 nm de espesor (recordemos que para 10 nm no hay estado vórtice). Para el triángulo equilátero de 40 nm de espesor no son suficientes para generar una competencia apropiada de energías magnetoestática y de intercambio que promueva la formación del vórtice. En su lugar el salto en la magnetización se lleva cabo mediante la formación de un estado tipo Y con magnetización positiva (Fig. 4.7-3d) que se transforma en un estado tipo Y invertido (Fig. 4.7-3e).

El círculo de *permalloy* con 40 nm de espesor se comporta de una manera muy similar al caso de cobalto de 20 nm lo cual parece una tendencia (compare la fila 4 de la Fig. 4.7 con la fila 4 de la Fig. 4.4). Una posible diferencia es que el estado de la fig. 4.4-4b, que es una especie de estado S inicial, que se presenta antes de que el estado S propiamente formado, aparentemente no se presenta en el caso del círculo de *permalloy* de 40 nm de diámetro. En el triángulo de Reuleaux de 40 nm se puede observar como el centro del vórtice se forma más al centro de la figura lo que trae como consecuencia que su magnetización sea cero, lo cual no sucedió en los casos anteriores de 10 y 20 nm. Por último, no obstante que en el triángulo equilátero de *permalloy* de 40 nm se forma el vórtice (Fig. 4.7-6e), la magnetización no es cero y aun predomina el estado Ω [Fig. 4.7-6(a-d)] que produce un campo coercitivo diferente de cero lo cual no sucedió en el caso del triángulo equilátero de hierro (40 nm de espesor) y del triángulo equilátero de cobalto (40 nm de espesor) donde la presencia del vórtice produce magnetización cero en esta geometría.

4.5. Conclusión

Hemos estudiado las propiedades magnéticas de tres figuras geométricas (círculos, triángulo de Reuleaux y triángulo equilátero) para cuatro distintos elementos. De todo lo visto podemos resumir que en el caso de círculos de hierro tenemos la presencia del estado *onion*, del estado vórtice y del estado *onion* inverso para los tres espesores analizados. También podemos decir que el estado vórtice para espesores pequeños (<10 nm) tiende a tener su punto de origen en el centro del círculo (o un poco más arriba) y a medida que aumentamos el espesor la posición del centro se desplaza en modo perpendicular a la dirección del campo aplicado, en este caso se mueve hacia la parte inferior del círculo. Todos los vórtices presentes en estos círculos de hierro tienen una rotación en contra de las manecillas del reloj lo cual se manifiesta en el ciclo de histéresis en una línea continua casi recta y cuyo intervalo de campo aplicado donde subsiste es mayor a medida que es mayor el espesor. Cabe remarcar que la configuración que antecede al estado vórtice y que se presenta regularmente después del estado *onion*, es una configuración de espín que no tiene estructura definida pero nos da información acerca del movimiento que comienzan a tener los espines antes de pasar al estado vórtice. Con respecto a los círculos de cobalto vemos que para espesores pequeños (10 nm) y de espesores grandes (40 nm) las configuraciones son muy similares a los que se presentan en hierro como ya lo habíamos dicho anteriormente, salvo el caso de 20 nm donde la configuración que precede al vórtice es una configuración **S** bien definida, lo cual se refleja perfectamente en el ciclo de histéresis donde se puede observar un pequeño salto y una pequeña línea recta antes de la transición al estado vórtice. Esta situación es posible explicarse al analizar el comportamiento de las energías donde vemos que la energía magnetoestática tiene un comportamiento oscilatorio al crecer el espesor. Los círculos de níquel de espesores relativamente pequeños llevan a cabo la inversión de la magnetización de manera uniforme con una sola transición como se ve en los ciclos de histéresis. Sin embargo, al aumentar el espesor el estado vórtice es la configuración más favorable. Para los círculos de *permalloy* la aparición del vórtice en el proceso de inversión se presenta a un espesor menor que para el caso del níquel. En el caso de las geometrías de triángulo de Reuleaux es interesante el comportamiento que se presenta en la inversión de la magnetización. En todos los espesores y para todas las geometrías un estado tipo Ω está presente antes de que el estado vórtice sea la configuración más estable. Dada la geometría del triángulo de Reuleaux, con lados son redondeados, vemos como esto promueve en todos los casos que el vórtice tenga una rotación en sentido de las manecillas del reloj

y el movimiento que se presenta es de abajo hacia arriba a medida que el campo aplicado cambia su magnitud de positivo a negativo. También es posible ver que no obstante que el estado vórtice esté presente en el proceso (el cual promueve campos coercitivos cero), la mayoría de los triángulos de Reuleaux (excepto para el hierro de 40 nm), no importando su espesor o elemento del que estén hechos, tienen un campo coercitivo diferente de cero. Es claro ver que la tendencia de la aparición de un estado vórtice se generaliza al aumentar más los espesores de cualquier figura geométrica con una topología cerrada.

En el caso de los triángulos equiláteros vemos que la aparición de un estado Ω en el caso de hierro, cobalto y *permalloy* (≤ 20 nm) impide la aparición del estado vórtice y por tanto el campo coercitivo es diferente de cero, además definiendo una curva de histéresis tipo rectangular. Sin embargo, para 40 nm de espesor, la situación cambia para estos elementos ya que el estado vórtice lo cual colapsa el ciclo de histéresis con un campo coercitivo cero, excepto en el caso del *permalloy* donde aún persiste un ciclo de histéresis tipo rectangular. Para el níquel nunca se presenta el estado vórtice y sus ciclos de histéresis son muy delgados con transiciones entre estados Ω y estados \mathbf{Y} [44].

En conclusión, podemos decir que se han calculado las propiedades magnéticas de nanomagnetos mediante la teoría micromagnética incluida en el software OOMMF, este código se empleó como una herramienta para estudiar el mecanismo de inversión de la magnetización con la presencia de un campo externo aplicado. De esta manera hemos estudiado de manera sistemática los ciclos de histéresis y los procesos de inversión de magnetización en tres tipos de figuras, a saber, el círculo, el triángulo de Reuleaux y el triángulo equilátero. Hemos observado varias configuraciones que se presentan en todos estos casos entre las que destacan las conocidas configuraciones *onion* y vórtice. En los triángulos equiláteros también hemos observado configuraciones conocidas como la tipo \mathbf{Y} . Observamos cambios interesantes a medida que se incrementa el espesor o cuando uno cambia de elemento. En la figura llamada triángulo de Reuleaux, observamos configuraciones que no se habían observado como es la configuración Ω que es promovida por esta geometría. No obstante que el círculo es una geometría ampliamente observada pudimos observar en detalle las configuraciones metaestables que aparecen antes de las conocidas. Básicamente podemos distinguir dos tipos de transiciones, aquellas que se llevan a cabo mediante un estado tipo vórtice (la mayoría de las veces produciendo una magnetización cero, excepto en la geometría de triángulo de Reuleaux o el triángulo equilátero de permalloy) y aquellas que se lleva a cabo de manera coherente antes de invertir la magnetización (los círculos de hierro y cobalto).

Bibliografía

- [1] C. Stamm, F. Marty, A. Vaterlaus, V. Weich, S. Egger, U. Maier, U. Ramsperger, H. Fuhrmann, D. Pescia, *Science*, **282**, 449 (1998). **Two-Dimensional Magnetic Particles.**
- [2] J. G. Zhu, Y. Zheng, and G. A. Prinz, *J. Appl. Phys.*, **87**, 6668 (2000). **Ultrahigh density vertical magnetoresistive random access memory (invited).**
- [3] X. Zhu, and J. G. Zhu, *IEEE Trans. Magn.*, **39**, 2854 (2003). **A vertical MRAM free of write disturbance.**
- [4] R. P. Cowburn, A. O. Adeyeye, and M. E. Welland, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 5414 (1998). **Configurational Anisotropy in Nanomagnets.**
- [5] R. P. Cowburn, A. O. Adeyeye, and M. E. Wellan, *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 1042 (1999). **Single-Domain Circular Nanomagnets.**
- [6] M. Hehn, K. Ounadjela, J-P Bucher, F. Rousseaux, D. Decanini, B. Bartenlian, and C. Chappert, *Science*, **272**, 1782 (1996). **Nanoscale Magnetic Domains in Mesoscopic Magnets.**
- [7] T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, T. Ono, *Science*, **289**, 930 (2000). **Magnetic Vortex Core Observation in Circular Dots of Permalloy.**
- [8] K. J. Kirk, J. N. Chapman, and C. D. W. Wilkinson, *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 539 (1997). **Switching fields and magnetostatic interactions of thin film magnetic nanoelements.**
- [9] S. Wirth, M. Field, and D. D. Awschalom, *Phys. Rev. B*, **57**, 14028 (1998). **Magnetization behavior of nanometer-scale iron particles.**
- [10] G. Meier, et al. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 2168 (1998). **Vertical polarization of quantum magnets in high density arrays of nickel dots with small height-to-diameter ratio.**
- [11] Linshu Kong, Lei Zhuang and Stephen Y. Chou, *IEEE Trans. Magn.*, **33**, 3019 (1997).

-
- [12] M. Todorovic, S. Schultz, J. Wong, and A. Scherer, *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 2516 (1999). **Writing and reading of single magnetic domain per bit perpendicular patterned media.**
- [13] K. Bussman, G. A. Prinz, S.-F. Cheng, and D. Wang, *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 2476 (1999). **Switching of vertical giant magnetoresistance devices by current through the device.**
- [14] R. P. Cowburn, *J. Phys.D: Appl. Phys.*, **33**, R1 (2000). **Property variation with shape in magnetic nanoelements.**
- [15] S. Y. Chou, P. R. Krauss and L. Kong, *J. Appl. Phys.*, **79**, 6101 (1996). **Nanolithographically defined magnetic structures and quantum magnetic disk (invited).**
- [16] O. Fruchart, B. Kevorkian, and J. C. Toussaint, *Phys. Rev. B*, **63**, 174418 (2001). **Micromagnetic model of noncollective magnetization reversal in ultrathin magnetic dots with in-plane uniaxial anisotropy.**
- [17] W. Scholz, K. Yu. Guslienko, V. Novosad, D. Suess, T. Schrefl, R. W. Chantrell, J. Fidler, *J. Magn. Magn. Mater.*, **266**, 155 (2003). **Transition from single-domain to vortex state in soft magnetic cylindrical nanodots.**
- [18] R. P. Cowburn, and M. E. Welland, *Phys. Rev. B*, **58**, 9217 (1998). **Micromagnetics of the single-domain state of square ferromagnetic nanostructures.**
- [19] P. H. W. Ridley, G. W. Roberts, and R. W. Chantrell, *J. Appl. Phys.*, **87**, 5523 (2000). **Investigation of magnetization behavior in nanoelements using the finite element method.**
- [20] R. Hertel, H. Kronmuller, *J. Appl. Phys.*, **85**, 6190 (1999). **Micromagnetic simulation of the domain structure of a flat rectangular permalloy prism.**
- [21] A. Lebib, S. P. Li, M. Natali, Y. Chen, *J. Appl. Phys.*, **89**, 3892 (2001). **Size and thickness dependencies of magnetization reversal in Co dot arrays.**
- [22] K. J. Kirk, S. McVitie, J. N. Chapman, and C. D. W. Wilkinson, *J. Appl. Phys.*, **89**, 7174 (2001). **Imaging magnetic domain structure in sub-500 nm thin film elements.**

-
- [23] R. E. Dunin-Borkowski, M. R. McCartney, B. Kardynal, and D. J. Smith *J. Appl. Phys.*, **84**, 374 (1998). **Magnetic interactions within patterned cobalt nanostructures using off-axis electron holography.**
- [24] R. Hertel, and K. Kronmuller, *Phys. Rev. B*, **60**, 7366 (1999). **Computation of the magnetic domain structure in bulk permalloy.**
- [25] Y. Chou, M. S. Wei, P. R. Krauss, and, P. B. Fisher, *J. Appl. Phys.*, **76**, 6673 (1994). **Single-domain magnetic pillar array of 35 nm diameter and 65 Gbits/in.² density for ultrahigh density quantum magnetic storage.**
- [26] R. L. White, R. H. New, and R. F. W. Pease, *IEEE Trans. Magn.*, **33**, 990 (1997). **Patterned media: A viable route to 50 Gbit/in and up from magnetic recording.**
- [27] S. Haratani, T. Aoyama, and I. Sato, *IEEE Trans. Magn.*, **36**, 3164 (2000). **Micro-magnetic simulations of polycrystalline cobalt islands.**
- [28] C. A. Ross, H. I. Smith, T. Savas, M. Schattenburg, M. Farhoud, M. Hwang, M. Walsh, M. C. Abraham, and R. J. Ram, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B 17**, 3168 (1999). **Fabrication of patterned media for high density magnetic storage.**
- [29] M. Schneider, H. Hoffman, S. Otto, Th. Haug, and J. Zweck, *J. Appl. Phys.*, **92**, 1466 (2002). **Stability of magnetic vortices in flat submicron permalloy cylinders.**
- [30] K. Y. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Sahima, and K. Fukamichi, *Phys. Rev. B*, **65**, 024414 (2002). **Magnetization reversal due to vortex nucleation, displacement, and annihilation in submicron ferromagnetic dot arrays.**
- [31] J. Yu, U. Ruiger, A. D. Kent, L. Thomas, S. S. P. Parkin, *Phys. Rev. B*, **60**, 7352 (1999). **Micromagnetism and magnetization reversal of micron-scale (110) Fe thin-film magnetic elements.**
- [32] M. H. Park, Y. K. Hong, S. H. Gee, and D. W. Erickson, and B. C. Choi, *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 329 (2003). **Magnetization configuration and switching behavior of submicron NiFe elements: Pac-man shape.**
- [33] A. M. Alekseev, V. A. Bykov, A. F. Popkov, N. I. Polushkin, and V. I. Korneev, *JETP Lett.*, **75**, 318 (2002).

- [34] <http://math.nist.gov/oommf/>
- [35] N. Dao, S. L. Whittenburg, and R. P. Cowburn, J. Appl. Phys., **90**, 5235 (2001). **Micromagnetics simulation of deep-submicron permalloy disks.**
- [36] Una lista extensa de publicaciones que han utilizado OOMMF se puede encontrar en la siguiente dirección. <http://math.nist.gov/oommf/bibliography.html>
- [37] J. Gadbois, and J.-G. Zhu, IEEE Trans. Magn., **34**, 1066 (1998). **The effect of End and Edge Shape of the Performance on the Pseudo-Spin Valve Memories.**
- [38] Un triángulo de Realeaux (TR) es un figura geométrica con la menor área de una curva de ancho constante dado. [40]. Se puede construir de manera fácil trazando arcos desde cada vértice de un triángulo equilátero entre los otros dos vértices. La figura resultante tiene un ancho constante igual a la longitud del lado del triángulo interior.
- [39] M. Herrmann, S. McVitie and J. N. Chapman, J. Appl. Phys., **87**, 6, (2000) **Investigation of the influence of edge structure on the micromagnetic behavior of small magnetic elements.**
- [40] W. Blaschke, Math. Ann., **76**, 504 (1915).
- [41] <http://www.seiflow.co.uk/Franz>
- [42] G. Gubbiotti, G. Carlotti, F. Nizzoli, R. Zivieri, T. Okuno, and T. Shinjo, IEEE Trans. Magn., **38**, 2532 (2002). **Magnetic Properties of Submicron Circular Permalloy Dots**
- [43] J. K. Ha, *et al.*, Phys. Rev. B, **67**, 224432 (2003). **Micromagnetic study of magnetic configurations in submicron permalloy disks.**
- [44] D. K. Kolstov, R. P. Cowburn, and M. E. Welland, J. Appl. Phys., **88**, 5315 (2000). **Micromagnetics of ferromagnetic equilateral triangular prisms.**

Capítulo 5

Anillos triangulares de Reuleaux

5.1. Introducción

En la actualidad, el nanoanillo es una de las figuras geométricas más recurridas por los investigadores que se desarrollan en el campo del micromagnetismo. Se ha encontrado que este tipo de geometría tiene un gran potencial para ser utilizados en la fabricación de dispositivos de grabación magnética de ultra alta densidad, en particular, en su uso en memorias magnéticas de acceso aleatorio (MRAM por sus siglas en inglés) [1–8]. Dentro de las propuestas más exitosas está la que consiste en un arreglo vertical de bloques formados por nanoanillos de diversos materiales ferromagnéticos, no magnéticos y antiferroagnéticos de diversos espesores [9, 10]. Se ha establecido en estos trabajos que la geometría circular permite eliminar problemas causados por otras geometrías, por ejemplo las aristas en los triángulos o cuadrados. Además, la interacción magnetostática entre los nanoanillos es despreciable en el estado remanente lo cual garantiza que la inversión de la magnetización se pueda repetir sin tanta variación dada la estabilidad que presenta. Otra de las ventajas que ofrecen los anillos es que el hueco del nanoanillo evita la formación de configuraciones de espín muy costosas en energía de intercambio y una disminución de la energía magnetoestática en la formación de configuraciones circulares tales como el estado vórtice. En el caso de que se esté usando materiales policristalinos, con lo cual se evita considerablemente el efecto de la anisotropía magnetocristalina en las configuraciones magnéticas, las propiedades magnéticas quedan determinadas en gran proporción por la geometría del nanomagnetito y por ende determina el comportamiento de los momentos magnéticos en el ciclo de histéresis al ser expuestos a un campo magnético [11, 12]. Por ejemplo, Kläui *et al.* [13] mostraron como para el caso de nanoanillos de cobalto y de *permalloy* la geometría

del nanomagnetito puede influir en la configuración de los espines llamada *onion*. Tomando en consideración todo lo anterior se han fabricado diferentes formas geométricas, tales como triángulos, elipses, cuadrados, rombos, y figuras tan sofisticadas como el PAC-MAN, se han colocado en diferentes patrones y se han estudiado sus propiedades magnéticas [14–22]. Sin embargo, como dijimos al comienzo la mayoría de los investigadores prefieren recurrir al anillo con geometría circular. Las configuraciones de espín más comunes encontradas en estos anillos circulares han sido los tipo vórtice, donde los espines se arreglan alrededor del nanoanillo, y las tipo cebolla (*onion*), donde la mitad de los espines se arreglan alrededor de la parte superior del nanoanillo y la otra mitad en la parte inferior, unos con una circulación hacia una dirección y los otros con una circulación contraria [23–26]. Se pensaba que estas configuraciones eran las únicas que se podrían presentar en esta geometría, sin embargo, recientemente, Castaño *et al.* [4, 27] mostraron la existencia de un estado metaestable, al que denominaron estado *twisted*, en nanoanillos delgados de cobalto. Mostraron que esta configuración magnética sobrevive en un intervalo amplio de valores del campo magnético aplicado y propusieron que podría ser útil para aplicaciones electrónicas, o de magnetotransporte y también en memorias magnéticas de acceso aleatorio [10].

Dado que tiene que ver con el trabajo que desarrollaremos en este capítulo, es necesario recalcar que en todos los trabajos anteriores la simulación micromagnética ha resultado ser una herramienta teórica muy exitosa para verificar las propiedades magnéticas que se han encontrado experimentalmente en nanomagnetos reales con diferentes formas, tamaños, morfologías y hechos de diferentes elementos magnéticos [28–32].

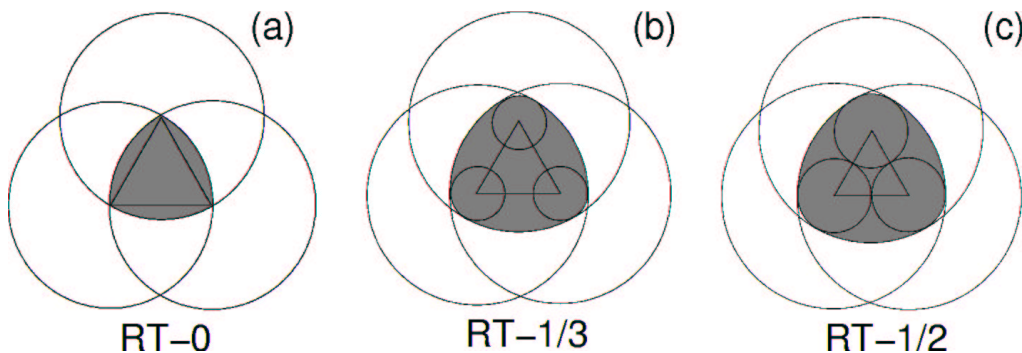


Figura 5.1: Diferentes formas de dibujar los triángulos de Reuleaux. (a) En un triángulo de Reuleaux convencional los vértices no están redondeados; (b) Para un TR-1/3 los vértices son redondeados con un círculo de radio igual a una tercera parte de la longitud del lado de un triángulo equilátero; (c) En un TR-1/2 los vértices fueron redondeados con un círculo de radio igual a un medio de la longitud del lado de un triángulo equilátero.

En el capítulo anterior vimos interesantes resultados en una figura de ancho constante denominada triángulo de Reuleaux. Esta figura está construida mediante una combinación de características triangulares y circulares. Con el fin de estudiar más profundamente los efectos que esta geometría tiene sobre las configuraciones magnéticas en el proceso de inversión de la magnetización, en este capítulo estudiamos anillos construidos de diferentes triángulos de Reuleaux a los cuales les hemos redondeado los vértices en diferente grado.

5.2. Construcción geométrica de Triángulos Reuleaux

La construcción geométrica de los triángulos de Reuleaux que fueron utilizados durante este estudio es de la forma siguiente: 1) para el triángulo de Reuleaux convencional, es decir, sin redondear sus vértices, que denotaremos como TR-0 en las figuras, tomamos como base un triángulo equilátero, y con el centro en uno de los vértices, trazamos un arco de circunferencia entre los dos vértices opuestos; repetimos esto para los otros dos vértices y la figura que resulta se puede ver en la fig. 5.1-a; 2) para dibujar uno de los triángulos de Reuleaux con los vértices redondeados, en cada vértice dibujamos una circunferencia de radio igual a un tercio del lado del triángulo equilátero lo cual nos produce un triángulo con tres circunferencias, una en cada vértice; luego tomando como centro cada uno de los vértices trazamos un arco de circunferencia entre las dos circunferencias dibujadas en los vértices opuestos al tercer vértice quedando una figura como se muestra en la fig. 5.1-b, a esta figura le denominamos TR-1/3; 3) Repitiendo el proceso anterior pero ahora en lugar de trazar una circunferencia de radio $1/3$ del lado del triángulo equilátero, lo que trazamos es una circunferencia de radio igual a la mitad del lado del triángulo equilátero, de esta manera obtenemos la fig. 5.1-c, a esta figura le denominaremos TR-1/2. Para obtener los anillos simplemente hacemos el agujero correspondiente de tal manera que el grosor quede de 40 nm.

5.3. Método de cálculo

Los nanoanillos que se estudiarán en este capítulo son de cobalto y se trazan dentro de un cuadrado cuyo lado es de 200 nm de longitud. Esto indica que el triángulo de Reuleaux en su base mide 200 nm. El nanoanillo está construido de tal manera que su grosor (la medida exterior menos la medida interior) es de 40 nm para todos los casos. Trabajamos con triángulo de Reuleaux cuyos vértices fueron redondeados de diferente manera: triángulo

de Reuleaux convencional, TR-1/2 y TR-1/3 [34], adicionalmente trabajamos con el anillo circular, de 200 nm de diámetro, a manera de comparación. De esta manera podemos estudiar el efecto de la modificación de los vértices en la inversión de la magnetización en este tipo de anillos. Se realizó el cálculo sistemático de los ciclos de histéresis para estos anillos, variando el espesor de 2 a 20 nm y manteniendo las dimensiones interiores y exteriores. Los resultados obtenidos en los triángulos de Reuleaux se compararon a los que se obtienen al realizar los cálculos en anillos circulares. Todos los cálculos se realizaron usando el *software* (OOMMF) que está enfocado al marco micromagnético [33]. Como ya dijimos líneas arriba el material de los anillos simulados es cobalto policristalino [25], donde los parámetros físicos tienen los siguientes valores: la constante de acoplamiento de intercambio $A_{int} = 1.4 \times 10^{11}$ J/m, magnetización de saturación $M_s = 1400 \times 10^3$ A/m y una constante de anisotropía $K = 0$. Todos los triángulos de Reuleaux junto con los nanoanillos circulares fueron divididos en celdas cuadradas de 2 nm de longitud por lado, de tal manera que los espines son libres de rotar en tres dimensiones, esta longitud es menor que el valor de la longitud de intercambio (l_{int}) característica para el cobalto. En todos los casos los espines experimentaban un amortiguamiento caracterizado por una constante igual a 0.5 que ha sido empleada por diferentes autores [12]. El campo magnético fué aplicado en el plano en la dirección positiva (x) de una de las bases del triángulo de Reuleaux.

5.4. Resultados

En la figura 5.2 se muestran un conjunto de ciclos de histéresis que representan los resultados obtenidos en nanomagnetos de cobalto en forma de nanoanillos circulares y de triángulos de Reuleaux para diferentes espesores (2, 4 y 10 nm) y como función de la geometría en sus vértices. Con toda claridad se pueden observar que hay cuatro tipos de curvas de histéresis que presentan diferentes procesos de inversión de la magnetización con uno o varios *switchings*. El TR-1/3 de 2 nm de espesor al parecer solo muestra un solo *switching* (Fig. 5.2-g). El TR-1/2 (Fig. 5.2-f), El TR-1/3 de 10 nm de espesor y los triángulos de Reuleaux convencional de 2, 4 y 10 nm presentan 2 *switchings* [Fig. 5.2-(f)-(i-l)]. El nanoanillo circular de 10 nm de espesor (Fig. 5.2-c), el TR-1/2 de 4 nm de espesor (Fig. 5.2-e) y el TR-1/3 (Fig. 5.2-h) de 4 nm presentan tres *switchings*. Finalmente los nanomagnetos que presentan cuatro *switchings* son los círculos de 2 y 4 nm [Fig. 5.2-(a,b)], y el TR-1/2 de 2 nm de espesor (Fig. 5.2-d).

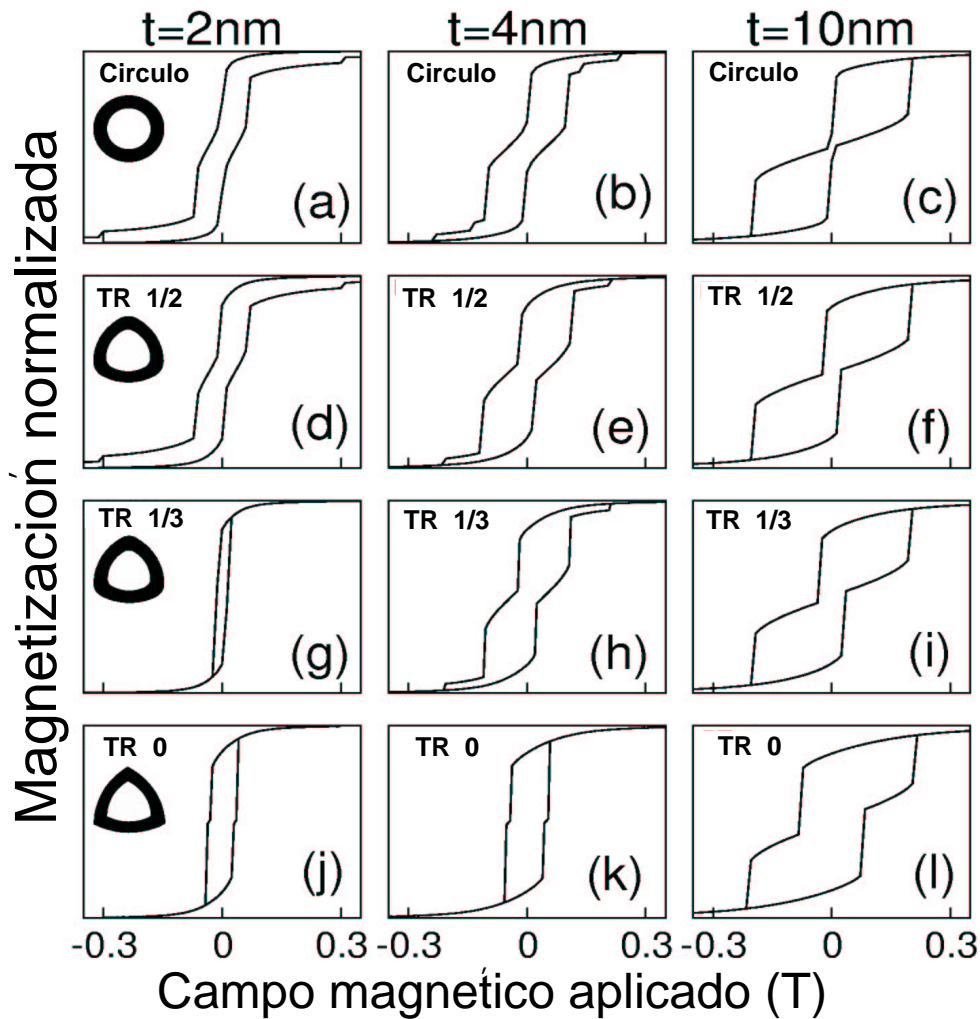


Figura 5.2: Curvas de histéresis para nanoanillos circulares y triángulos de Reuleaux de 200 nm de dimensión. Las columnas indican los resultados para tres diferentes espesores $t = 2, 4$ y 10 nm. La primera fila le corresponde a los nanoanillos circulares, mientras que de la segunda a la cuarta fila los triángulos de Reuleaux tienen formas geométricas diferentes. Un triángulo de Reuleaux convencional, significa que sus vértices son muy agudos, en este caso sus vértices son los más agudos posibles que una curva de ancho constante pueda tener. En los TR-1/3 y TR-1/2, los vértices se redondean de la siguiente manera: cada uno de los lados del triángulo equilátero se extienden $1/3$ o $1/2$ más de lo que vale la longitud del lado del triángulo, así se forman tres ángulos externos al triángulo de 60° cada uno. Luego, se unen las líneas prolongadas trazando arcos desde cada uno de sus vértices, y estos arcos se enlazan entre ellos trazando arcos más grandes desde cada uno de los vértices del triángulo equilátero. Los resultados se obtuvieron usando el software para simulación micromagnética (OOMMF). Una descripción detallada de (h) y (a) se dan en la figuras 5.7 y 5.6 respectivamente.

En forma general podemos decir que los nanoanillos con forma de triángulo de Reuleaux, independientemente de la redondez que tengan sus vértices y con espesores menores o

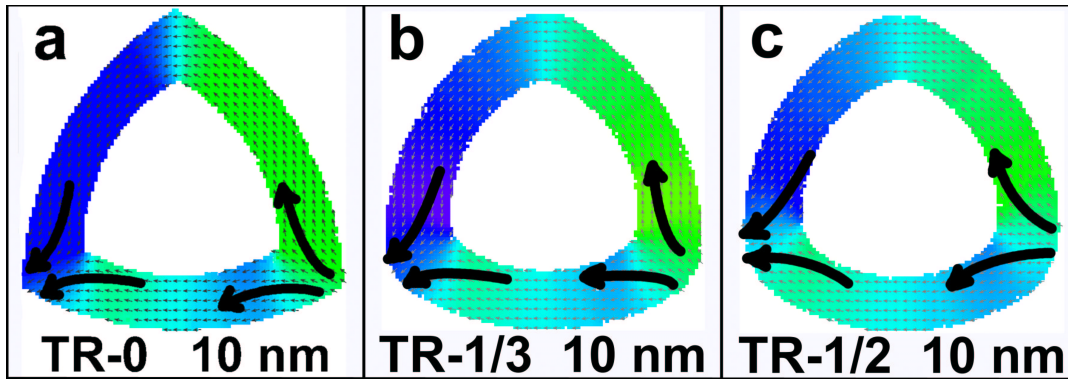


Figura 5.3: Estados tipo cebolla que se presentan en los triángulos de Reuleaux: a) Para el triángulo de Reuleaux convencional de 10 nm de espesor; b) para el TR-1/3 de 10 nm de espesor y c) para el TR-1/2 de 10 nm de espesor. Note como en el triángulo convencional la formación de dos tipos dominios bien definidos (el verde y el azul) es más clara que en los otros dos casos.

igual a 10 nm, los estados magnéticos remanentes que presentan son estados tipo cebolla (*onion*). En todos estos triángulos de Reuleaux esta configuración de espines tipo-cebolla es el preámbulo para que se de el primer *switching* el cual siempre se presenta en los triángulos de Reuleaux. Una pared está en el vértice derecho mientras que el otro está en el de la izquierda como se puede ver en la fig. 5.3 donde mostramos como ejemplo el estado tipo cebolla que se presenta en los triángulos de Reuleaux. Como puede observarse en los “lados” izquierdo y derecho se forman tipo dominios que se notan más en el caso del triángulo convencional. De acuerdo a lo que se conoce hasta ahora, en el caso de los nanoanillos circulares, el estado tipo-cebolla se forma de tal manera que el nanoanillo se parte en dos zonas, la superior y la inferior, con una magnetización que está orientada aproximadamente en la dirección del campo magnético aplicado Para una mejor apreciación de la forma de este estado puede verse la fig. 5.4, donde mostramos un nanoanillo de 2 nm de espesor en donde se presenta este estado tipo cebolla. Note como la parte superior del nanoanillo es un espejo de la parte inferior. Como los espines circulan de derecha a izquierda en ambos casos se ha nombrado a los extremos de este estado paredes de dominio de 180° .

Como lo puede apreciar en la figura 5.2-g (TR-1/3 con un espesor de 2 nm), únicamente se advierte la presencia de un *switching* que le corresponde una transición directa desde el estado tipo cebolla al estado tipo cebolla inverso sin la manifestación aparente de configuraciones de espines magnéticas intermedias. En el caso de los nanoanillos delgados con forma de triángulo de Reuleaux y circular, se observa la presencia de un estado tipo *twisted* (hemos querido conservar la denominación en inglés debido a que una descripción

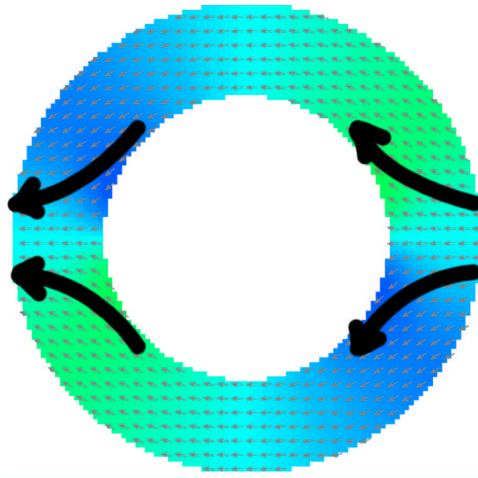


Figura 5.4: Nanoanillo circular de 2 nm de espesor y 200 nm de diámetro con un grosor de 40 nm. En esta figura es fácil observar la formación del estado tipo cebolla y la formación de paredes de dominio de 180° en los extremos izquierdo y derecho del nanoanillo.

corta en español no la encontramos) previo a la formación del estado vórtice, este estado no es otra cosa que un estado vórtice pero con una pared de dominio de 360° [4]. En la fig. 5.5 mostramos tres ejemplos de este estado *twisted* formado en tres diferentes triángulos de Reuleaux. Como se puede apreciar, este estado puede formarse en diferentes lugares dependiendo de la geometría del nanomagnet. En el caso de un TR-1/3 de 4 nm de espesor, la pared de dominio de 360° se forma en su parte inferior (Fig. 5.5-a). En un triángulo de Reuleaux convencional de 4 nm de espesor (Fig. 5.5-b) se formó en la parte inferior izquierda donde al parecer quedó anclado la “cabeza” del estado cebolla. En el TR-1/2, sin embargo, el estado *twisted* se formó en la parte inferior derecha (Fig. 5.5-c). La formación de este estado retrasa de alguna manera la aparición del estado vórtice y el aumento del campo coercitivo. También por esta razón hay un *switching* adicional, como puede observarse en las curvas de histéresis para un triángulo convencional con espesores de 2 nm y 4 nm (Fig. 5.2-j y -k) tienen la presencia dos tipos de *switchings*, el primer tipo de *switching* está relacionado con una transición de un estado tipo cebolla a un estado tipo *twisted*, este último estado permanece durante un intervalo pequeño del campo magnético aplicado. La aparición del segundo *switching* es consecuencia de la transición de esta configuración de espines tipo *twisted* al estado magnético tipo cebolla inverso. Como ya mostramos en los ejemplos de la fig. 5.5 este estado *twisted* se forma en el vértice inferior izquierdo de el triángulo de Reuleaux convencional mientras que la configuración de los espines provocan una magnetización neta casi igual a cero. Aparentemente, el nanoanillo ferromagnético

(TR-1/3) con un espesor de 2 nm exhibe únicamente una transición magnética abrupta (vea la Fig. 5.2-g), sin embargo, existe una configuración de espines metaestable intermedia del tipo *twisted* con un intervalo muy pequeño de estabilidad. Es común en los casos que se forme un estado *twisted* medir su tamaño mediante el ángulo que hacen las paredes de dicho estado. Para esto se toma el centro de la figura y se trazan dos líneas rectas hacia las paredes del dominio formado en este estado, el ángulo que forman estas líneas nos determinan una apertura [4,26]. El segundo *switching* se presenta cuando este estado tipo *twisted* se destruye dando origen a una configuración de espines tipo cebolla inverso.

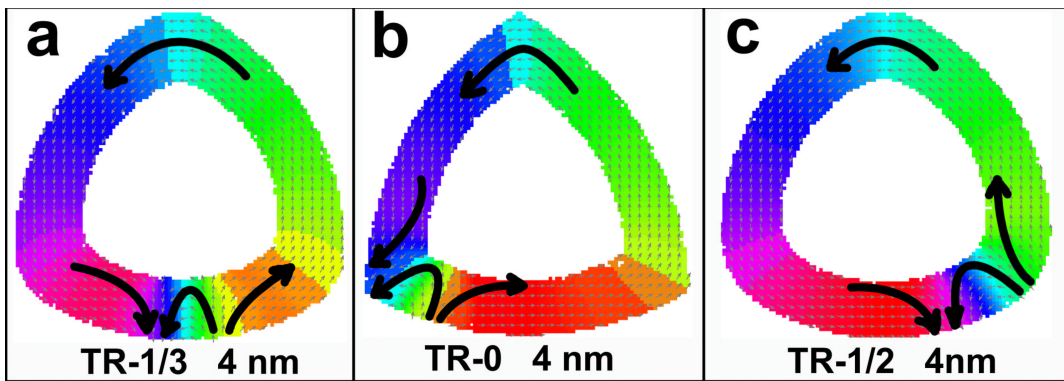


Figura 5.5: Triángulos de Reuleaux donde el estado *twisted* se forma. a) TR-1/3 de 4 nm de espesor; b) triángulo de Reuleaux convencional de 4 nm de espesor y c) TR-1/2 de 4 nm de espesor. Generalmente cuando este estado aparece en el proceso de inversión de la magnetización el ciclo de histéresis presenta al menos dos *switchings*.

El anillo circular con espesor de 10 nm, el TR-1/3 y TR-1/2 con espesores de 4 nm [Fig. 5.2-(c,e,h), respectivamente] presentan tres *switchings*. El primer *switching* corresponde a la transición del estado tipo cebolla al estado tipo *twisted* pero este estado es casi imperceptible en el nanoanillo circular. Sin embargo, desde el punto de vista energético hemos visto que en los TRs la energía de intercambio sufre un incremento significativo al mismo tiempo que la energía magnetoestática experimenta una disminución. Esto es contrario a lo que sucede en el caso del círculo donde la transición involucra una gran caída en la energía magnetoestática mientras que la energía de intercambio presenta solo un incremento ligero. El segundo *switching* en un anillo circular con un espesor de 10 nm es provocado por la desaparición del estado tipo *twisted* y el surgimiento de un estado tipo vórtice, estado magnético donde se reducen ambas energías, la magnetoestática y la de intercambio. Al aumentar más el campo aplicado, el estado magnético *twisted* convencional (un estado vórtice que contiene una pared de 360°) desaparece en los triángulos

de Reuleaux y en su lugar aparece un estado tipo *twisted* modificado (un estado cebolla inverso que contiene una pared de 360°), este proceso hace que la energía magnetoestática se incremente y que la energía de intercambio disminuya. Finalmente, cuando se presenta el tercer *switching*, tanto el estado tipo vórtice como el estado tipo *twisted* modificado son eliminados, en nanoimanes circulares y en los triángulos de Reuleaux respectivamente, y el estado magnético que se presenta es el estado magnético tipo cebolla.

Vale la pena señalar que para todos los triángulos de Reuleaux que tienen un espesor de 10 nm nunca se forma el estado magnético intermedio del tipo *twisted* y que el proceso de inversión de la magnetización se lleva a cabo por la nucleación y aniquilación del estado magnético tipo vórtice sin la presencia de otros estados magnéticos intermedios que aparecen en los casos de nanomagnetos con menos espesor. Esto se puede observar en la fig. 5.2 (f,i y l) donde un primer *switching* está asociado a la aparición del estado *twisted* y el segundo a su eliminación. Note que las estructuras de sus curvas de histéresis tienen características similares, pero el valor de los campos *switchings* sufren un corrimiento hacia la derecha para cuando los vértices del triángulo de Reuleaux son menos redondeados.

Una descripción más detallada del mecanismo de inversión de la magnetización en nanoimanes del tipo triángulo de Reuleaux convencional, TR-1/3 con un espesor de 4 nm, para el caso de TR-1/2 con un espesor de 4 nm y en para el caso de nanoanillos circulares pueden ser vistas en las figs. 5.6, 5.7, 5.8 y 5.9, respectivamente.

En la fig. 5.6 se muestra la curva de histéresis simulada para un nanoanillo del tipo triángulo de Reuleaux convencional con una longitud de 200 nm y un espesor de 4 nm. En la parte superior se muestran los estados magnéticos que se presentan durante el proceso de inversión de la magnetización. Observe que a partir que la magnitud del campo externo aplicado comienza a disminuir desde su valor en el estado saturado negativo (punto a), el triángulo de Reuleaux convencional experimenta de manera gradual cambios en su configuración de espines (punto b) tratando de disminuir su energía magnetoestática y alineando los espines en dirección de las fronteras del nanoanillo hasta formar la configuración de espines del tipo cebolla donde las paredes de dominio se colocan en los extremos inferiores (o vértices) del nanoanillo (punto c del ciclo de histéresis). A medida que el campo aplicado se reduce comienza un movimiento de las paredes de dominio hacia el centro de la parte más baja del triángulo de Reuleaux. Obsérvese este comportamiento en el punto marcado con la letra d. Sin embargo, desde un punto de vista energético, este comportamiento no es favorable al aumentar levemente el campo aplicado, debido a que la forma de los vértices del triángulo provoca un incremento muy grande en la energía de intercambio. La última

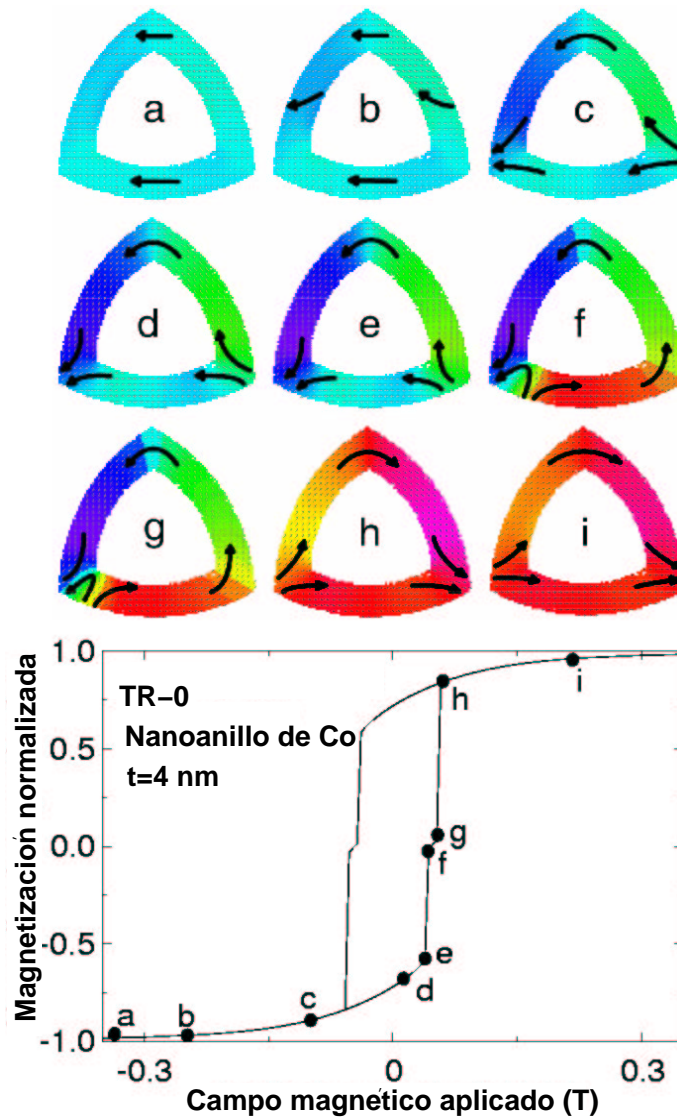


Figura 5.6: Curva de histéresis para un nanorillo de cobalto con forma de triángulo de Reuleaux (TR) y un espesor de 4 nm, no se ha realizado ningún proceso de redondeo en sus vértices. Los respectivos estados magnéticos de las diferentes etiquetas a-i en las imágenes representan la configuraciones de los espines en las diferentes puntos marcados en la curva de histéresis. El punto marcado con la letra a corresponde al estado saturado; b representa la configuración de espines previo a la formación de un estado tipo cebolla (letra c), mientras que las letras d y e muestran la evolución de este estado cebolla; las letras f y g corresponden al estado tipo twisted inicial y final en el vértice izquierdo respectivamente; y la letra i es el estado tipo cebolla inverso. Las descripciones detalladas de los diferentes estados durante la inversión de la magnetización se explican en el texto.

configuración posible de espines de tipo cebolla se muestra en el punto e. Para poder disminuir la energía de intercambio, la pared de dominio de la izquierda queda anclada en

el vértice del triángulo de Reuleaux mientras que la pared de dominio del lado derecho se mueve hacia la izquierda hasta que queda colocada muy cerca del vértice contrario inferior del triángulo de Reuleaux y con esto da origen al estado *twisted* (con una abertura de 28°) en ese lugar (punto f). El intervalo del campo aplicado que este estado *twisted* sobrevive es muy corto ya que implica un gran incremento de la energía de intercambio (una manera de ver esto es el relativo desorden que implica este estado) y desaparece posteriormente en el punto g donde el tamaño del estado *twisted* se reduce (en este punto tiene una abertura de 24°). En el punto h la transición de la configuración de espines del tipo cebolla al estado saturado se realiza a través del estado tipo cebolla inverso (punto i).

En la figura 5.7 se presenta la curva de histéresis y sus respectivas configuraciones magnéticas de espines en diferentes puntos del proceso de inversión de la magnetización, para un TR-1/3 con un espesor de 4 nm. Como puede observarse, después de la saturación (punto a), la formación de la configuración de espines del tipo cebolla (punto b) y de que las paredes de los dominios del estado tipo cebolla se muevan hacia la parte mas baja del triángulo se llega al punto c donde un segundo *switching* induce un cambio abrupto en la magnetización (25% de la inversión total) en el nanomagnetito lo propicia la formación de un estado tipo *twisted* (punto d) que tiene un arco de circunferencia de 43 nm (lo que equivale a una abertura de 35°) coexistiendo con un estado tipo vórtice que se encuentra centrado en el TR-1/3. Al incrementar el campo magnético y debido a que la circulación de los espines es en el sentido contrario a las manecillas del reloj, el centro de este vórtice se mueve hacia la parte superior del TR-1/3 mientras que el tamaño del estado *twisted* disminuye al llegar al punto en donde su longitud de arco es de 32 nm (abertura de 30°). En este punto la magnetización sufre un cambio drástico debido a que el estado tipo vórtice desaparece y en su lugar se tiene la aparición de un estado tipo-cebolla (punto f). A partir de aquí hasta alcanzar el punto g la magnetización se incrementa ligeramente de tal forma que la configuración de espines permanece casi sin cambios. Nótese que el estado tipo *twisted*, con un tamaño más pequeño (20 nm de longitud de arco o 25° de abertura) coexiste con un estado tipo cebolla, y se mantiene por intervalo del campo magnético aplicado bastante grande (punto f al punto g). Cuando el campo magnético aplicado es levemente incrementado causa que el tamaño del estado *twisted* disminuya (en este punto g la longitud de arco del estado *twisted* es de 18 nm o 20° de abertura) mientras que en el estado tipo cebolla está mejor definido (ver configuración g de la Fig. 5.7). Como consecuencia del incremento de energía magnetoestática, la cual compite con la energía de intercambio que a su vez disminuye, esta última configuración g desaparece y se produce un pequeño salto

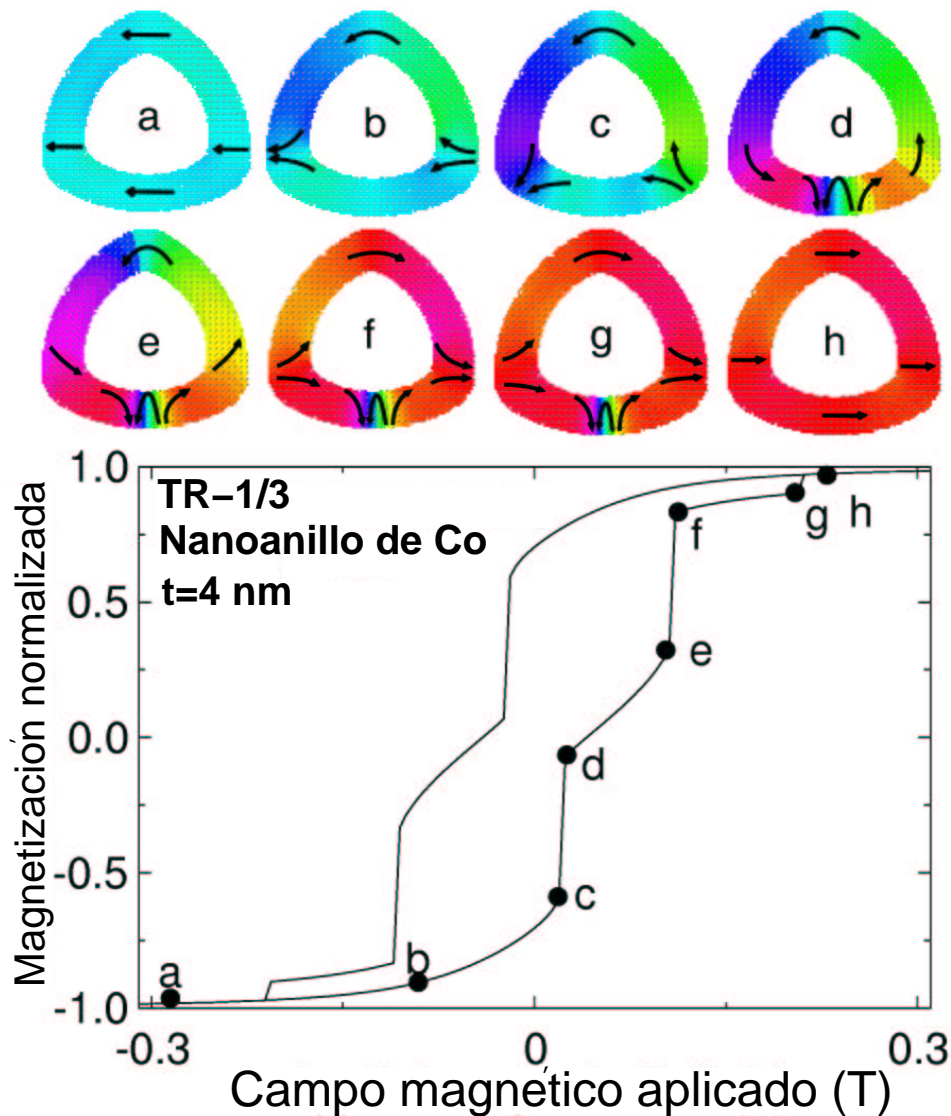


Figura 5.7: Curva de histéresis para un nanoanillo de cobalto con forma de triángulo de Reuleaux (TR-1/3) y un espesor de 4 nm. En la parte superior de la figura se muestran los estados magnéticos correspondientes a los puntos marcados en la curva del ciclo de histéresis. Las letras a y h corresponden al estado saturado o casi saturado. Las letras b y c corresponden al estado tipo cebolla donde las paredes de los dominios tienen diferentes posiciones. Las letras d y e corresponden a los estados tipo *twisted* formados en la parte inferior del nanoanillo y donde el centro del vórtice intrínseco tiene diferentes posiciones; f y g representan las configuraciones de espines, resultado de la combinación de un estado tipo *twisted* y un estado tipo cebolla como puede verse de manera esquemática en las imágenes f y g. Los detalles de los diferentes estados durante el proceso de inversión de la magnetización se explican en el texto.

en magnetización (del punto g al punto h). De esta manera la destrucción completa de los estados tipo *twisted* y tipo cebolla inverso es la más apropiada y el estado saturado es el

único estado presente en el nanomagnetito.

Es posible encontrar configuraciones de espines muy interesantes cuando los vértices de los triángulos de Reuleaux son suavizados aun más. En la fig. 5.8 se muestra la secuencia de las configuraciones de espines para un TR-1/2 cuyo espesor es de 2 nm (parte superior). Además se presenta la curva de histéresis obtenida teóricamente. Similar al lo sucedido en el caso de TR-1/3, se observa la evolución del estado saturado al estado tipo *twisted* (del punto a al punto d) pasando por dos configuraciones tipo cebolla (puntos b y c) donde se observa como las paredes de domino del estado tipo cebolla se mueven ligeramente hacia abajo al aumentar el campo magnético aplicado. Note también que la transición del estado tipo cebolla (punto c) al estado *twisted* (punto d) trae como consecuencia un cambio considerable en la magnetización. Además, la evolución del estado *twisted* (punto d al punto f) con el campo aplicado implica una reducción de su tamaño. El estado tipo *twisted* que se forma en el punto d se transforma en la configuración de espines mostrada en el punto f, donde es posible notar que hubo un movimiento hacia arriba del centro del estado tipo vórtice que se encuentra ligado al estado *twisted*. Es por esto que las flechas colocadas en los lados del TR-1/2 en el estado f ya no son paralelas a las fronteras del nanomagnetito, esto implica un aumento tanto de energía magnetoestática como de intercambio. Para aliviar esta situación la configuración en el estado f transita a la configuración mostrada en el punto g, lo cual implica un aumento considerable en la magnetización. Esta última configuración de espines es muy compleja y consiste de una pared de dominio de 360° la cual subsiste en la parte inferior de TR, de una pared de dominio de 180° a la que le hemos denominado un estado tipo *cardioide* (nunca antes reportada en nanoanillos [35] y también de otra pared de dominio de 180° , que sería la parte superior del estado tipo cebolla inverso. Con estas configuraciones presentes en el TR-1/2 la energía total se incrementa monótonamente. Este tipo de configuración de espines se ha denominado configuración transversal y ha sido encontrada previamente en franjas (*strips*) [3]. En este nanomagnetito TR-1/2 el proceso de inversión de la magnetización con el incremento del campo magnético aplicado se realiza por medio de la reducción del tamaño de los estados tipo *twisted* y *cardioide*. Véase como las zonas (rojas) en las configuraciones magnéticas mostradas en los puntos h e i donde no están formadas las paredes de dominio tiene la dirección del campo magnético aplicado. El *switching* que se realiza del punto i al punto j, donde la magnetización tiene un incremento pequeño, produce que el estado tipo *twisted* se destruya, lo que viene acompañado por una reducción considerable tanto en la energía de intercambio como en la magnetoestática, ya que el estado *twisted* tiene un costo energético mayor que el *cardioide* (la parte curva interna

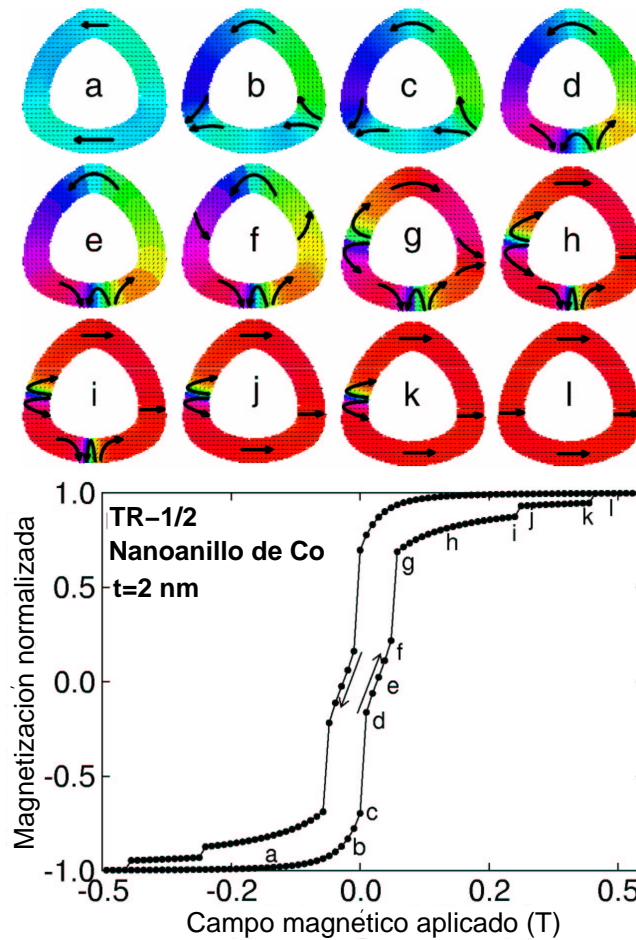


Figura 5.8: En esta figura estamos presentando la curva de histéresis para un nanoanillo de TR-1/2 con espesor $t = 2$ nm. Las imágenes superiores representan las configuraciones de los espines asociadas a los puntos marcados en la curva de histéresis (cada letra está asociada a una configuración). Las flechas son una ayuda de las direcciones que toman los momentos magnéticos en la configuración. Las letras a y l corresponden al estado saturado y saturado inverso; las letras b y c muestran al estado tipo cebolla antes de se produzca la transición al estado tipo *twisted* (letras d). La letra e es un estado tipo *twisted* de tamaño más pequeño, donde todavía es posible observar el estado vórtice asociado a esta configuración. La letra f es un estado tipo *twisted* donde se puede notar que el centro del vórtice se desplaza hacia arriba antes de que la configuración del estado magnético representado por la letra g se presente. Note que en este estado g se presenta un estado magnético, al que le hemos denominado estado *cardioide*, que no es otra cosa que tener una pared de dominio de 180° . Las letras h e i muestran la evolución de esta configuración y como a medida que el campo aumenta se reducen de tamaño tanto el estado *cardioide* y el *twisted*. El punto i desaparece el estado *twisted* y como consecuencia hay un pequeño aumento en la magnetización en forma discontinua, quedando solamente el estado *cardioide* (punto j). Este estado sobrevive un intervalo relativamente grande de campo aplicado hasta que finalmente es destruido ya que implica una inversión importante de energía tanto magnetoestática como de intercambio (punto k al punto l).

de las paredes de dominio del estado *twisted* involucran una energía de intercambio mayor debido su arreglo antiferromagnético). Por último el estado tipo *cardioide* desaparece y los espines en todo el nanoanillo se alinean a la dirección del campo magnético y nanoanillo adquiere el estado saturado. Esta transición reduce de manera considerable la energía de intercambio y casi ningún cambio en la energía magnetoestática. La configuración de espines tipo *cardioide* es muy estable y sobrevive hasta campos de 4 mT. En todo el intervalo de sobrevivencia no se observan cambios realmente importantes en la magnetización (del punto g al punto k). Obsérvese que mientras el estado tipo *twisted* desaparece en el punto j, el estado *cardioide* persiste por un intervalo de 1,7 mT (del punto j al punto k). Sería interesante ver como se comportan estos estados en el caso de que se tenga un arreglo de nanomagnetos.

Para comparar las configuraciones magnéticas encontradas en los TRs, en la fig. 5.9 se muestra la curva de histéresis de un nanoanillo circular con un espesor de 2 nm y en la parte superior se muestran los estados magnéticos correspondientes a los puntos marcados en la curva de histéresis. Como puede verse en esta figura la configuración de espines se transforma desde un estado magnético saturado hasta el estado típico cebolla (punto a), donde las paredes comienzan a moverse hacia la parte más baja del nanoanillo (punto b). Para cuando el campo magnético aplicado es muy cercano a cero la magnetización experimenta un salto desde el punto b al punto c donde se forma un estado tipo *twisted* (punto c). Este estado *twisted* tiene un tamaño muy grande con 94 nm de longitud arco, correspondiente a una abertura de 65° , este tamaño se va reduciendo de manera gradual con la aplicación del campo magnético, esto causa un incremento en ambas energías, la magnetoestática y la de intercambio, no importando que la variación del campo aplicado sea pequeña. La estabilidad de este estado termina en el punto c con un salto en la magnetización relativamente grande desde el punto c al punto d donde el estado *twisted* ahora tiene una abertura de 35° . A partir de este punto d hasta el punto e la magnetización incrementa su valor linealmente desde un valor negativo (punto f) hasta un valor positivo (punto h), causando con esto que las energías que principalmente intervienen en esta zona de campo muy pequeño, se incrementen suavemente. Note que en este intervalo de la curva de histéresis la configuración de espines es un estado tipo vórtice que coexiste con una pared de dominio de 360° (el estado *twisted*). Note también que la magnetización, en un punto intermedio del intervalo determinado por los puntos d y e, es cero. En el punto e la abertura de la pared del estado tipo *twisted* tiene una abertura de 25° . El movimiento del centro del estado tipo vórtice, que coexiste con una pared de 360° , hacia la parte superior del nanoanillo, produce un

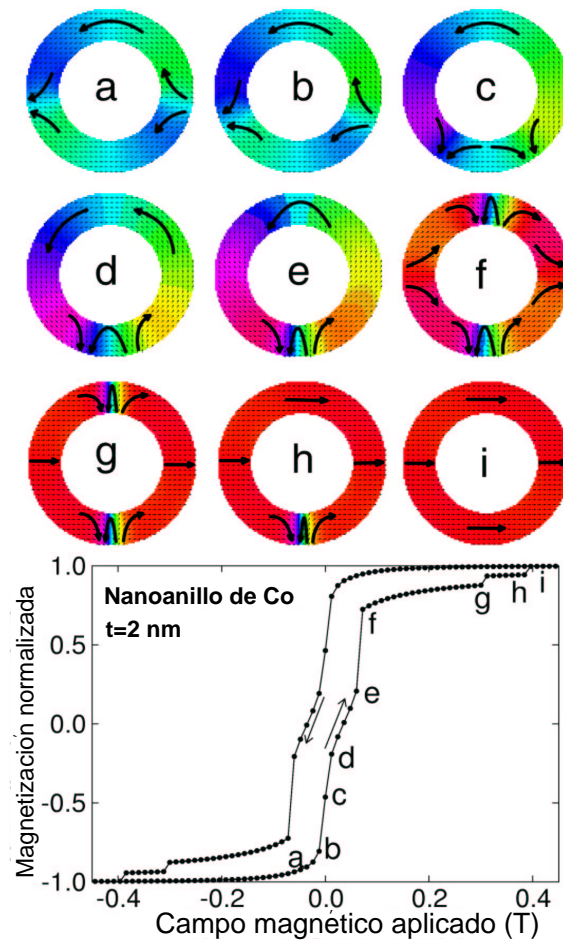


Figura 5.9: Para comparar los resultados de las curvas de histéresis de los triángulos de Reuleaux, en esta figura se presenta la curva de histéresis para un anillo circular con espesor $t = 2$ nm. Las imágenes de arriba representan las configuraciones de espines que corresponden a los puntos marcados en el ciclo de histéresis. Las flechas son una guía para que el lector pueda seguir las orientaciones promedio de los momentos magnéticos. La letra a corresponde al estado tipo cebolla; las letras b y c muestran la evolución de este estado y se puede observar de éstas como se mueven las paredes para formar el estado tipo *twisted* en el punto d; la letra e representa el estado tipo vórtice el cual está un poco distorsionado, ya que su centro está desplazado ligeramente hacia la parte superior. Note que el estado tipo *twisted* ha reducido su tamaño en este punto de la inversión de la magnetización. La letra f muestra una configuración complicada de espines donde se puede notar la formación de dos estados tipo *twisted* coexistiendo junto con un estado tipo cebolla; el punto g representa los dos estados tipo *twisted* ya sin la presencia del estado tipo cebolla; el estado magnético h es el estado tipo *twisted* individual que sobrevivió desde que apareció en el punto d. Note que el resto de los espines en el anillo están en un estado saturado (i es el estado saturado).

gran incremento de la magnetización, representado por el salto del punto e al punto f. Este movimiento del centro del vórtice incrementa de manera abrupta tanto la energía de intercambio como la magnetoestática causando que se lleva a cabo una competencia intensa

entre ellas. La configuración de espines en el punto f es un estado tipo *twisted* doble pero en lugar de que comparta con un estado vórtice como es usual lo hace con un estado tipo cebolla inverso (ver la configuración f de la Fig. 5.9). La estabilidad de esta configuración magnética es bastante grande (más de 2,0 mT) y se destruye cuando el estado tipo *twisted* de la parte superior se elimina por completo, dejando únicamente al estado tipo *twisted* de la parte inferior intacto (configuración h) de la fig. 5.9. Note que las paredes de 360° en la configuración g coexisten con un estado saturado. Así también sucede con la pared de 360° presente en la configuración h. Cabe señalar que la evolución de estas configuraciones magnéticas se desarrolla como si los estados *twisted* tuvieran una existencia propia, ya que como vimos, si no consideramos a estos estados *twisted*, tendríamos que la secuencia de la inversión de la magnetización sería: estado tipo cebolla-tipo vórtice-tipo cebolla inverso (puntos a, d y f). Finalmente el estado magnético saturado se logra alcanzar en el punto i.

A manera de resumen sobre los resultados presentados arriba, en la fig. 5.10 se muestra la dependencia de los campos *switchings* para cada uno de los triángulos de Reuleaux que fueron analizados. En la fig. 5.10-a tenemos el caso para nanoanillos circulares. En esta figura se aprecia claramente que los nanoanillos que tienen un espesor mayor o igual a 12 nm presentan dos valores para el campo *switching*. Un campo *switching* corresponde a la transición del estado tipo vórtice al estado magnético cebolla inverso el cual incrementa su valor con el incremento del espesor. Este mismo comportamiento fue observado por Kläui *et al.* [37] en nanoanillos circulares con un diámetro externo relativamente grande. En los nanoanillos estudiados por Kläui, el comportamiento del *switching* magnético del estado tipo vórtice al estado cebolla inverso no se ve afectado con el incremento del espesor. Si el espesor de nuestros anillos circulares se reduce ($6 \text{ nm} \leq t \leq 12 \text{ nm}$) entonces aparece un estado metaestable intermedio del tipo *twisted*. En este caso, los campos *switching* de la transición entre los estados tipo *twisted* y el vórtice se incrementa conforme disminuye el espesor del nanoanillo. Estos estados tipo *twisted* se han observado experimentalmente en nanoanillos cuyo diámetro está por abajo de los 500 nm [4,27]. En el caso de que nuestros nanoanillos circulares sean más delgados ($t \leq 4 \text{ nm}$) ocurre un *switching* cuádruple: 1) uno del estado cebolla al estado *twisted*; 2) otro del estado *twisted* al doble estado *twisted* coexistiendo con un estado cebolla inverso; 3) otro de un estado doble *twisted* a un estado *twisted*; 4) y otro del estado *twisted* al estado saturado.

En el caso de un TR-1/2 (Fig. 5.10-b), donde se han redondeado los vértices con un círculo cuyo diámetro es igual a la longitud del lado del triángulo equilátero, el comportamiento de los campos *switching* para nanoanillos TR-1/2 con espesor $t > 8 \text{ nm}$ es similar

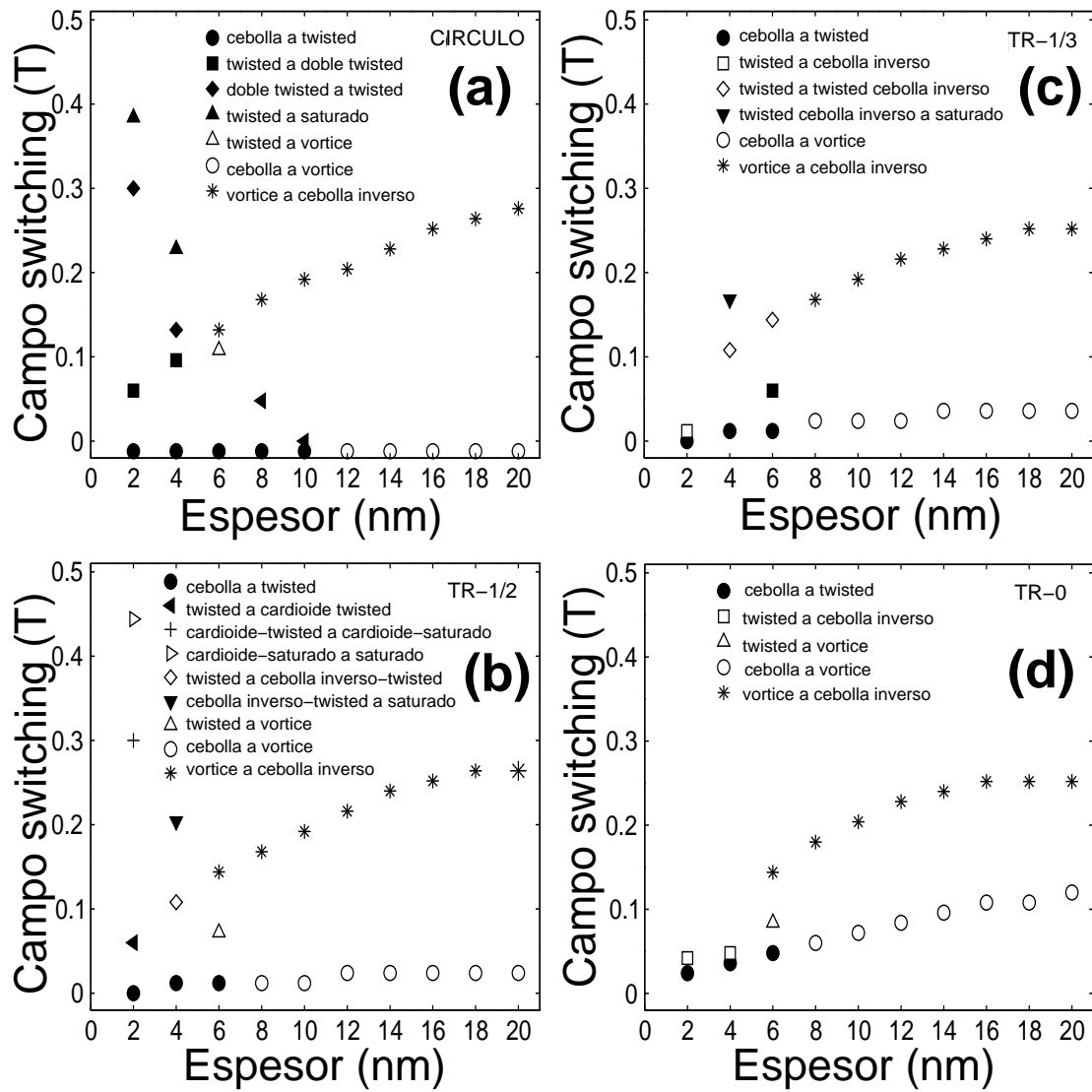


Figura 5.10: Campos *switching* de nanoanillos de cobalto con formas de triángulos de Reuleaux y circulares con una extensión de 200 nm y un grosor de 40 nm. (a) Para nanoanillos con $t > 10$ nm presentan dos tipos de campos *switching*, del estado vórtice al estado cebolla inverso y cebolla al estado vórtice. Si el espesor está entre 2 y 4 nm aparece un estado *twisted* metaestable. Para $t < 6$ nm se presenta un *switching* cuádruple: 1) cebolla a *twisted*, 2) *twisted* a doble *twisted* coexistiendo con un estado cebolla inverso; 3) doble *twisted* a *twisted* y 4) *twisted* a estado saturado. (b) Similar al caso anterior, excepto que el campo *switching* para la transición vórtice a cebolla inverso aparentemente se vuelve constante para espesores mayores a 18 nm y para $t < 8$ nm se obtienen *switching* triples y cuádruples. (c) Un comportamiento similar aparece para TR-1/3 con excepción del nanoanillo con $t = 2$ nm que tienen valores similares para las transiciones cebolla a *twisted* y del *twisted* a cebolla inverso. (d) Para el triángulo de Reuleaux convencional con $t < 8$ se tiene que el valor de la transición del estado cebolla al vórtice no es constante y para $t < 6$ nm aparece solo un *switching* doble.

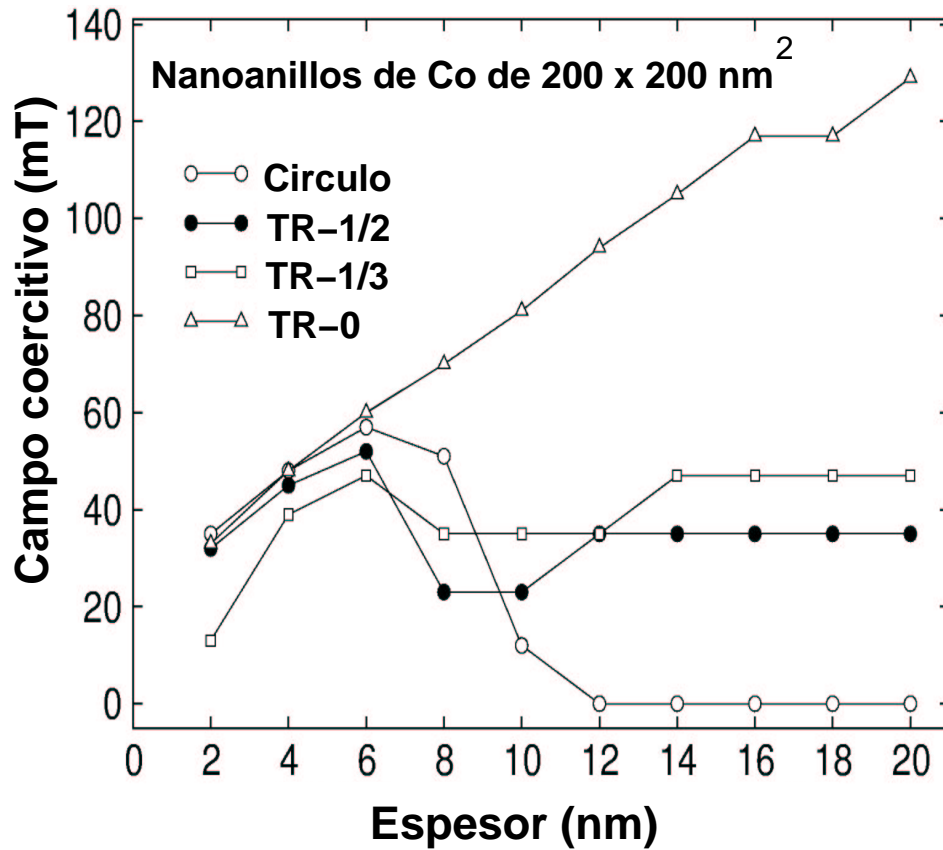


Figura 5.11: Comportamiento de campo coercitivo (H_c) como función del espesor en los nanoimanes para las diferentes figuras geométricas estudiadas en este capítulo. Los triángulos de Reuleaux convencionales, con espesores entre 8 y 20 nm, el estado magnético tipo *twisted* está y el proceso de inversión de la magnetización está gobernado por un incremento en la energía magnetoestática encargada de producir una transición del estado tipo cebolla al estado tipo vórtice observándose un incremento lineal en el campo coercitivo. Para el caso de TR-1/3, donde el incremento del campo coercitivo al aumentar el espesor del nanoanillo, se ve interrumpido para $t = 6$ nm, con la desaparición del estado tipo *twisted*, provocando una disminución en H_c desde 48 hasta 35 mT para $8 \leq t \leq 14$. Los nanoanillos con un espesor de $t \leq 14$ nm presentan una coercitividad constante. Para TR-1/2 hay un aumento de la coercitividad en espesores pequeños pero también disminuye al llegar su espesor a 8 nm, permaneciendo constante después de que el espesor es mayor a 14 nm. El H_c en los nanoanillos circulares presentan un máximo para anillos con un espesor de 6 nm (en este caso el estado tipo *twisted* doble no está presente) posteriormente el campo coercitivo disminuye a cero para un espesor de 12 nm. A partir de aquí el mecanismo de inversión de la magnetización es debido a transiciones tipo cebolla a vórtice y luego a cebolla inverso (el estado tipo *twisted* no se presenta).

al del caso circular, excepto que el campo *switching* de la transición del estado tipo vórtice al estado cebolla inverso tiende a tomar un valor constante a partir de los 18 nm de espesor (ver Fig. 5.10-b) Para un espesor menor o igual que 8 nm, se obtienen *switchings*

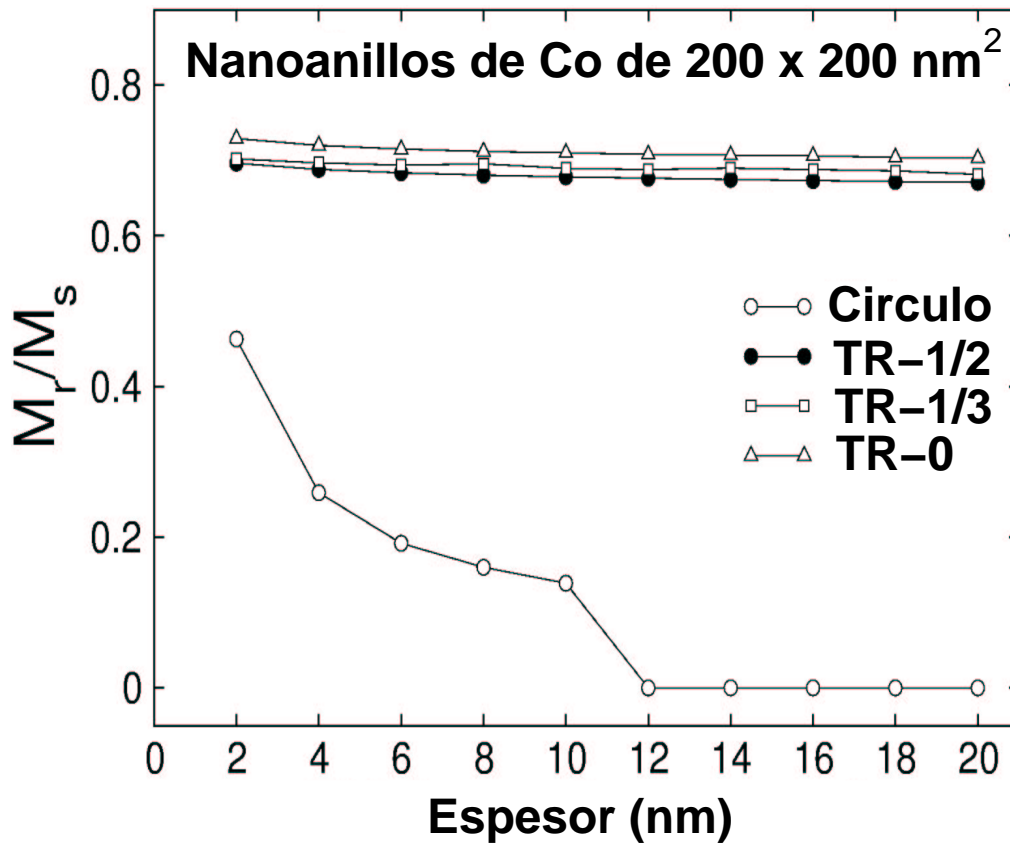


Figura 5.12: Comportamiento de M_r a partir de M_s de los nanomagnetos estudiados en este capítulo.

triples o cuádruples. En esta geometría, la disminución del espesor genera un movimiento de las paredes del dominio del estado onion y la formación estados magnéticos complejos (*cardioide*, *twisted* mas cebolla, etc.). Como puede observarse en la fig. 5.10-b, los campos *switching* de las transiciones donde intervienen este tipo de estados se incrementan con la disminución del espesor. Un comportamiento similar aparece para el caso de TR-1/3 (Fig. 5.10-c) con excepción del nanoanillo con un espesor de 2 nm, donde los campos *switching* del estado tipo cebolla al *twisted* y del *twisted* al estado cebolla inverso tienen valores muy cercanos. En el caso del triángulo de Reuleaux convencional (Fig. 5.10-d), para $t \leq 8$ nm igual que en los casos anteriores, el campo *switching* del estado tipo vórtice al estado tipo cebolla inverso se ve incrementado con el aumento del espesor. Sin embargo, el campo *switching* del estado cebolla al estado vórtice ya no es constante, sino que incrementa su valor con el aumento del espesor del nanoanillo. Para el triángulo de Reuleaux convencional con espesor de 6 nm, la inversión de magnetización se lleva a cabo mediante tres *switching* y para nanoanillos con $t < 6$ nm sólo se presenta un doble *switching* doble

(del estado cebolla al estado *twisted* y del estado *twisted* al estado cebolla inverso).

Una de las cantidades importantes que se obtiene al estudiar las propiedades de nanomagnetos ferromagnéticos es el campo coercitivo (H_c) y la remanencia (M_r). En la fig. 5.11 mostramos el comportamiento de H_c con respecto a la variación del espesor de los nanomagnetos analizados en este capítulo. Es fácil observar que en el caso de nanoanillos con vértices agudos (triángulo de Reuleaux convencional) y con espesores entre 8 y 20 nm (el estado magnético tipo *twisted* está ausente) el proceso de inversión de la magnetización está determinado por un incremento en la energía magnetoestática, la cual promueve una transición del estado tipo cebolla al estado tipo vórtice. El H_c aumenta linealmente al aumentar el espesor. Este comportamiento puede deberse a que el vértice izquierdo juega el papel de un punto nucleador que sirve para anclar las paredes de dominio del estado cebolla, en particular de la pared izquierda, forzando a que la pared del dominio de la derecha se mueva hasta el extremo izquierdo para que se eliminen al juntarse ambas paredes. En el caso de TR-1/3, el incremento del campo coercitivo con el espesor del nanoanillo se ve interrumpido para un espesor de 8 nm en donde el estado tipo *twisted* ya no se presenta. Debido a esto el H_c disminuye su valor. A partir de un espesor de 14 nm la coercividad de este tipo de anillos permanece constante. Para TR-1/2 con vértices menos agudos se tiene casi lo mismo, pero la disminución en la coercividad es más grande comparado al caso anterior. También a partir de 14 nm de espesor H_c permanece constante y menor que para TR-1/3. El H_c en los nanoanillos circulares presentan un máximo para anillos con un espesor de 6 nm (en este caso el estado tipo *twisted* doble no está presente) posteriormente el campo coercitivo H_c disminuye a cero para un espesor de 12 nm, a partir de este espesor el nanoanillo circular tiene un comportamiento típico, el cual ha sido reportado por varios grupos de investigación.

Otra magnitud que es posible obtener de los resultados presentados, es la relación entre la M_s y la M_r que presentan las diferentes figuras geométricas en función de su espesor. La fig. 5.12 muestra este comportamiento. Para el caso de todos los triángulos de Reuleaux convencional, el coeficiente se mantiene casi constante en función del espesor, solo disminuye muy poco. En anillos circulares la remanencia disminuye de forma gradual con el espesor hasta que se anula para un espesor de 12 nm. Este comportamiento puede entenderse ya que en anillos circulares con un espesor de 2 nm muestran durante el proceso de inversión de la magnetización múltiples estados magnéticos intermedios que son metaestables, lo que implica una gran competencia entre las energías magnetoestática y de intercambio, lo cual produce un incremento en la remanencia. Cuando el espesor del nanoanillo aumenta (4 nm)

el estado tipo *twisted* doble ya no está presente y el surgimiento del estado tipo cebolla con una pared de 360° (*twisted* + cebolla inverso) provoca una reducción considerable en la remanencia. Para 12 nm de espesor, el estado *twisted* deja de hacerse presente en el proceso de inversión. En este caso la secuencia es el conocido proceso del estado tipo cebolla al vórtice y del vórtice al de cebolla inverso.

5.5. Conclusiones

El comportamiento magnético de nanoanillos que tienen una longitud de 200 nm fueron estudiadas como función del espesor y de su forma geométrica. Se observa que dependiendo de la forma geométrica del nanoanillo y de su espesor se obtienen diferentes procesos de inversión de la magnetización. Se encontraron curvas de histéresis con uno, dos, tres y cuatro diferentes tipos de *switchings* dependiendo del espesor y forma de los nanomagnetos. En términos generales y en todos los casos estudiados la inversión de la magnetización comienza con la formación de un estado tipo cebolla. La formación de los estados magnéticos metaestables *twisted*, doble *twisted* o *cardioide* generalmente incrementan la energía magnetoestática y la energía de intercambio, lo que implica una intensa competencia entre ellas. Sin embargo, el incremento es de tal manera que evita que la formación del estado tipo vórtice se forme de manera aislada en nanoanillos delgados. Lo que sucede es que tanto el estado *twisted*, doble *twisted* y *cardioide* vienen acompañados con un estado vórtice. Generalmente, existe el movimiento de las paredes de dominio del estado tipo *onion* para dar origen al estado tipo *twisted* excepto en nanoanillos con geometría TR-0, donde una pared es anclada a uno de sus vértices. También se observa que el proceso de inversión de la magnetización está gobernado por la energía magnetoestática que es proporcionalmente más grande que la energía de intercambio, sin embargo, los cambios en la energía de intercambio son los que determinan los cambios en la magnetización y en la configuración de los espines. La disminución del espesor provoca la aparición de las configuraciones tipo *twisted*, *twisted* doble, *cardioide* y posiblemente de configuraciones de espines más complicadas, los cuales son más estables conforme el espesor disminuye. En nanoanillos delgados aislados de TR-1/2 se presentan estados magnéticos del tipo *cardioide* cuya estabilidad es relativamente grande. En nanoanillos gruesos, los estados tipo vórtice y cebolla son las encargadas de reducir de manera considerable las energías magnetoestática y de intercambio siendo estas configuraciones de espines las que se observan en ese tipo de nanoanillos.

Con el empleo del código micromagnético bidimensional OOMMF pudimos estudiar los

mecanismos de inversión de la magnetización en los triángulos de Reuleaux con diferentes grados de redondez en sus vértices y espesores, bajo la acción de un campo magnético aplicado. Se presentaron los resultados en triángulos de Reuleaux y anillos circulares, que muestran los efectos que se tienen en su comportamiento magnético al variar el espesor y la geometría. En particular podemos mencionar que la presencia de los estados tipo *twisted* y *cardioide* muestran una gran estabilidad. Además, se pudo identificar que en la mayoría de los casos de nanoanillos delgados con forma de triángulo de Reuleaux (espesores menores a 10 nm) aparece un estado tipo *twisted*. Por otra parte, es un estado tipo cebolla el escenario para la nucleación de ese estado. En el caso de nanoanillos delgados circulares se encuentran también dos estados tipo *twisted* que coexisten con un estado tipo cebolla, mientras que los estados tipo vórtices aislados no aparecen en anillos delgados con forma de triángulo de Reuleaux ni en los nanoanillos circulares. Creemos que es posible emplear los triángulos de Reuleaux, ya que de esta manera es como si introdujéramos asimetrías en el anillo circular. Mediante estas asimetrías es posible anclar las paredes de dominio en ciertas posiciones, de tal manera que se pueda controlar el proceso de inversión de la magnetización y también determinar los valores de los campos aplicados donde los *switchings* deban ocurrir [36]. Esto abre la posibilidad de controlar los diferentes estados magnéticos cambiando la geometría de los triángulos de Reuleaux, al redondear sus vértices para ciertas aplicaciones magnéticas específicas. Los resultados preliminares que hemos obtenido en arreglos de dos nanoanillos de triángulos de Reuleaux, contrario a lo sucedido en triángulos de Reuleaux sin agujeros [16, 17], muestran que las interacciones entre dos nanoanillos con forma de triángulo de Reuleaux son importantes. Un gran espectro de configuraciones de espines se observa en un par de nanoanillos delgados con forma de triángulo de Reuleaux (el caso circular ya ha sido estudiado muy ampliamente). Entre las más importantes, se tiene la formación de los estados tipo *twisted* doble y *cardioide*, los cuales no fueron observados en el caso de un nanoanillo aislado. Es posible usar los efectos de la interacción entre nanoanillos delgados para controlar los campos *switchings*, modificando la forma y el espesor, de esta manera fabricar dispositivos magnetoelectrónicos.

Bibliografía

- [1] M. Kläui, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, W. Wernsdorfer, G. Faini, E. Cambril. Appl. Phys. Lett., **81**, 1, 108 (2002). **Controlled magnetic switching in single narrow rings probed by magnetoresistance measurements.**

-
- [2] X. Zhu, P. Grutter, V. Metlushko, B. Ilic, Y. Hao, F. J. Castaño, S. Haratani, C. A. Ross, B. Vogeli, and H. I. Smith, *J. Appl. Phys.*, **93**, 8540 (2003). **Construction of hysteresis loops of single domain elements and coupled permalloy ring arrays by magnetic force microscopy.**
- [3] C. A. F. Vaz, L. Lopez-Diaz, M. Kläui, J. A. C. Bland, T. L. Monchesky, J. Unguris, and Z. Cui, *Phys. Rev. B*, **67** (14), 140405 (2003). **Direct observation of remanent magnetic states in epitaxial fcc Co small disks.**
- [4] F. J. Castaño, C. A. Ross, C. Frandsen, A. Eilez, D. Gil, H. I. Smith, M. Redjal, F. B. Humphrey, *Phys. Rev. B*, **67**, 184425 (2003). **Metastable states in magnetic nanorings.**
- [5] L. Lopez-Diaz, J. Rothman, M. Kläui and J. A. C. Bland, *IEEE Trans. Magn.*, **36**, 3151 (2000). **Computational study of first magnetization curves in small rings**
- [6] M. Kläui, C. A. F. Vaz, J. Rothman, J. A. C. Bland, W. Wernsdorfer, G. Faini, and E. Cambril, *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 097202 (2003). **Domain Wall Pinning in Narrow Ferromagnetic Ring Structures Probed by Magnetoresistance Measurements.**
- [7] J. Bekarert, D. Buntix, C. Van Haesendonck, V. V. Moshchalkov, J. De Boeck, G. Borghs, V. Metlushko, *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 3413 (2002). **Noninvasive magnetic imaging and magnetization measurement of isolated mesoscopic Co rings.**
- [8] M. Kläui, C. A. V. Vaz, J. Rothman, L. Lopez-Diaz, and J. A. C. Bland, *J. Phys.:Condens. Mater.*, **15** R985 (2003). **Vortex formation in narrow ferromagnetic rings.**
- [9] J. G. Zhu, Y. Zheng, and G. A. Prinz, *J. Appl. Phys.*, **87**, 6668 (2000). **Ultrahigh density vertical magnetoresistive random access memory (invited).**
- [10] X. Zhu, and J. G. Zhu, *IEEE Trans. Magn.*, **39**, 2854 (2003).
- [11] R. D. McMitchel, and M. J. Donahue, *IEEE Trans. Magn.*, **33**, 4167 (1997). **Head to head domain wall structures in thin magnetic strips**

-
- [12] L. Lopez-Diaz, J. Rothman, M. Kläui, and J. A. C. Bland, *J. Appl. Phys.*, **89**, 7579 (2001). **Vortex formation in magnetic narrow rings: The role of magnetocrystalline anisotropy.**
- [13] M. Kläui et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **272**, 1631 (2004). **Spin configurations and classification of switching processes in ferromagnetic rings down to sub-100 nm dimensions.**
- [14] R. P. Cowburn, A. O. Adeyeye, and M. E. Welland, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 5414 (1998). **Configurational Anisotropy in Nanomagnets.**
- [15] K. J. Kirk, J. N. Chapman, S. McVitie, P. R. Aitchison, and C. D. W. Wilkinson, *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 3683 (1999). **Switching of nanoscale magnetic elements.**
- [16] J. J. Torres-Heredia, F. López-Urías, E. Muñoz-Sandoval, *J. Magn. Magn. Mater.*, **294**, E1-5 (2005). **Micromagnetic simulation of iron nanorings.**
- [17] F. López-Urías, J. J. Torres-Heredia, E. Muñoz-Sandoval, *J. Magn. Magn. Mater.*, **294**, E7-12 (2005). **Magnetization patterns simulations of Fe, Ni, Co, and permalloy individual nanomagnets.**
- [18] E. Muñoz-Sandoval, J. J. Torres-Heredia, F. López-Urías, *J. Appl. Phys.*, **97**, 10E318 (2005). **Micromagnetic simulations of hysteresis loops in ferromagnetic Reuleaux's triangles.**
- [19] T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, T. Ono, *Science*, **289**, 930 (2000). **Magnetic Vortex Core Observation in Circular Dots of Permalloy.**
- [20] E. Gu, E. Ahmad, J. A. C. Bland, L. M. Brown, M. Ruhring, A. J. McGibbon, and J. N. Chapman, *Phys. Rev. B*, **57**, 7814 (1998). **Micromagnetic structures and microscopic magnetization-reversal processes in epitaxial Fe/GaAs(001) elements.**
- [21] A. Fernandez and C. J. Cerjan, *J. Appl. Phys.*, **87**, 1395 (2000). **Nucleation and annihilation of magnetic vortices in submicron-scale Co dots.**
- [22] C. Mathhieu, J. Jorzick, A. Frank, S. O. Demokritov, A. N. Slavin, and B. Hillebrands, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 3968 (1998). **Lateral Quantization of Spin Waves in Micron Size Magnetic Wires.**

-
- [23] J. Rothman, M. Kläui, L. Lopez-Diaz, C. A. F. Vaz, A. Bleloch, J. A. C. Bland, Z. Cui, and R. Speaks, *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 1098 (2001). **Observation of a Bi-Domain State and Nucleation Free Switching in Mesoscopic Ring Magnets.**
- [24] M. Kläui, J. Rothman, L. Lopez-Diaz, C. A. F. Vaz, A. Bleloch, J. A. C. Bland, Z. Cui, *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 3268 (2001). **Vortex circulation control in mesoscopic ring magnets.**
- [25] S. P. Li, D. Peyrade, M. Natali, A. Lebib, Y. Chen, U. Ebels, L. D. Buda , and K. Ounadjela, Cui, *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 1102 (2001). **Flux Closure Structures in Cobalt Rings.**
- [26] S. Kassai, et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **239**, 228 (2002). **Galvanomagnetic effect of ferromagnetic nano-ring at low temperatures.**
- [27] F. J. Castaño, C. A. Ross, A. Eilez, W. Jung, C. Frandsen, *Phys. Rev. B*, **69**, 144421 (2004). **Magnetic configurations in 160-520-nm-diameter ferromagnetic rings.**
- [28] A. Aharoni. *Physica B*, **306**, 1 (2001) **Micromagnetics: past, present and future.**
- [29] W. F. Brown, Jr., *Phys. Rev.*, **105**, 1479 (1957). **Criterion for Uniform Micro-magnetization.**
- [30] P. H. W. Ridley, G. W. Roberts, and R. W. Chantrell, *J. Appl. Phys.*, **92**, 1069 (2002). **Simulation of the micromagnetic behavior of arrays of interacting nanoelements.**
- [31] Edward Della-Torre, *Physica B*, **343** (1-4):1-9 JAN 1 2004. **Problems in physical modeling of magnetic materials.**
- [32] N. A. Usov, Yu. B. Grebenshchikov, L. G. Kurkina, Ch.-R. Chang, Z.-H. Wei, *J. Magn. Magn. Mater.*, **258**, 6 (2003). **Micromagnetics of nanostructures.**
- [33] M. Donahue and D. Porter, **OOMMF User's Guide, version 1.0, Technical Report, NISTIR 6376**, National Institute of Standards and Technology, 1999.
- [34] M. Gardner, *Sci. Am.*, **208**, 148 (1963).

-
- [35] Un cardioide es una curva que describe un punto \mathbf{P} de una circunferencia de radio a cuando rueda sobre otra circunferencia del mismo radio.
- [36] F. J. Castaño, C. A. Ross, and A. Eliez, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36** (2003) 2031. **Enhanced coercivity in submicrometer-sized ultrathin epitaxial dots with in plane magnetization.**
- [37] M. Kläui, C. A. F. Vaz, L. J. Heyderman, U. Rudiger and J. A. C. Bland, *J. Magn. Mater.*, **290-291**, 61 (2005). **Spin switching in mesoscopic ring magnets**

.

Apéndice A

Micromagnetismo

En esta sección nos enfocaremos a responder la pregunta sobre la forma de entender las propiedades magnéticas en nanoelementos. Comenzaremos dando una descripción breve de la teoría micromagnética y las hipótesis sobre la que está fundada. Enseguida se explicarán los conceptos micromagnéticos que se aplican a los materiales ferromagnéticos así como la forma de las diferentes energías que juegan un papel importante en la formación de los dominios magnéticos y mediante el uso de principios variacionales se obtienen los campos internos que gobiernan los estados de equilibrio de un sistema ferromagnético. En la última parte de este apéndice se deriva la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert que describe el proceso dinámico de la magnetización.

A.1. Energía de un ferromagneto

A.1.1. Energía de intercambio

Los espines atómicos en los materiales ferromagnéticos interactúan entre ellos intentándose alinear en una misma dirección (Este hecho se deriva apartir de cálculos mecánico-cuánticos) y se le conoce como la interacción de intercambio. Combinando la energía de intercambio y la energía que resulta de la interacción con un campo magnético externo aplicado, la energía total es:

$$E_{total} = -\sum_{i \neq j} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \sum_i g \mu_B \vec{S}_i \cdot \vec{H} , \quad (\text{A.1.1})$$

donde J_{ij} es la integral de intercambio. Para $J_{ij} > 0$ los espines se arreglan de forma paralela, que es el caso de una interacción ferromagnética. Para $J_{ij} < 0$ los espines se ordenan de manera antiparalela y se le conoce como una interacción antiferromagnética.

Cuando nos fijamos en un solo espín $\vec{\mathbf{S}}_i$, la energía correspondiente a este espín se puede escribir de la manera siguiente :

$$E_{int} = -2 \sum_j J_{ij} \vec{\mathbf{S}}_i \cdot \langle \vec{\mathbf{S}}_j \rangle - \sum_i g \mu_B \vec{\mathbf{S}}_i \cdot \vec{\mathbf{H}} = -\vec{\mathbf{S}}_i \cdot \vec{\mathbf{H}}_i, \quad (\text{A.1.2})$$

donde el campo $\vec{\mathbf{H}}_i$ viene dado por la expresión:

$$\vec{\mathbf{H}}_i = \sum_i g \mu_B \vec{\mathbf{H}} + 2 \sum_j J_{ij} \langle \vec{\mathbf{S}}_j \rangle, \quad (\text{A.1.3})$$

a este campo se le conoce como el campo efectivo y tiene un valor diferente de cero aun para cuando el campo aplicado $\vec{\mathbf{H}}$ sea nulo. A esta formulación se le conoce como aproximación de campo molecular o aproximación del campo medio, y puesto que es muy similar a la suposición de Weiss, $\vec{\mathbf{H}}_i$, algunas veces también se le conoce como campo molecular de Weiss.

Ahora adaptaremos el enfoque mecánico-cuántico anterior a una formulación continua. Cuando J toma un valor diferente de cero entre los espines vecinos únicamente, la ecuación A.1.1 se transforma en:

$$E_{int} = - \sum_{i \neq j} J_{ij} \vec{\mathbf{S}}_i \cdot \vec{\mathbf{S}}_j = -JS^2 \sum_{vecinos} \cos \phi_{ij}, \quad (\text{A.1.4})$$

donde ϕ_{ij} es el ángulo entre los espines $\vec{\mathbf{S}}_i$ y $\vec{\mathbf{S}}_j$. Se espera que el ángulo entre los espines vecinos sean pequeños debido a que las fuerzas de intercambio son muy grandes a distancias cortas que no permitirán que se produzcan ángulos muy grandes. Para ángulos pequeños, $|\phi_{ij}|$, podemos usar la aproximación a segundo orden de la expansión en series de Taylor y reescribir la ecuación A.1.4 anterior como:

$$E_{int} = JS^2 \sum_{vecinos} \phi_{ij}^2, \quad (\text{A.1.5})$$

que se obtiene al restar la energía del estado en el cual todos los espines se encuentran alineados, y que fué utilizado como estado de referencia para hacer la aproximación anterior.

Esto significa que hay que redefinir el valor de cero para la energía de intercambio. Para ángulos pequeños, $|\phi_{ij}| = |\vec{\mathbf{m}}_i - \vec{\mathbf{m}}_j|$, donde $\vec{\mathbf{m}}$ es un vector unitario que es paralelo a la dirección local del espín. Ya que ahora $\vec{\mathbf{m}}$ es una variable continua, la diferencia $|\vec{\mathbf{m}}_i - \vec{\mathbf{m}}_j|$ se puede interpretar como una expansión a primer orden de la serie de Taylor:

$$|\vec{\mathbf{m}}_i - \vec{\mathbf{m}}_j| = |(\vec{\mathbf{x}}_i \nabla) \vec{\mathbf{m}}|, \quad (\text{A.1.6})$$

donde $\vec{\mathbf{x}}_i$ es la posición del vector desde un punto i al punto j de la red. Sustituyendo en la ecuación A.1.5 obtenemos a la siguiente expresión:

$$E_{int} = JS^2 \sum_i \sum_{\vec{\mathbf{s}}_i} (|\vec{\mathbf{x}}_i \nabla) \vec{\mathbf{m}}|^2, \quad (\text{A.1.7})$$

donde la segunda sumatoria es sobre todos los vectores de posición tomados desde el punto de red i hasta todos sus vecinos. Por ejemplo, para una red cúbica simple con constante de red a , esta suma es sobre los seis vectores $\vec{\mathbf{x}}_i = a(\pm 1, \pm 1, \pm 1)$. Cambiando la sumatoria sobre i a una integral de volumen sobre todo el cuerpo ferromagnético, el resultado para cristales cúbicos es:

$$E_{int} = A \int [(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2] dv, \quad (\text{A.1.8})$$

donde

$$A = \frac{JS^2 c}{a}, \quad (\text{A.1.9})$$

aquí a es un parámetro de red de la celda unitaria, y $c = 1, 2$ y 4 para una red cúbica simple, una red cúbica centrada en el cuerpo y una red cúbica centrada en las caras respectivamente. En el caso de una red hexagonal se tiene el mismo resultado únicamente que con un valor diferente para la constante de intercambio que viene dado por:

$$A = \frac{2\sqrt{2}JS^2}{a} \quad (\text{A.1.10})$$

donde a es la distancia entre primeros vecinos más cercanos. Cuando el valor de la integral de intercambio J se conoce, es posible calcular analíticamente el valor de A , pero normalmente se toma como uno de los parámetros físicos del material y su valor se obtiene a partir de evidencia experimental.

A.1.2. Energía magnetocristalina

Amenudo es razonable pensar que la magnitud de la magnetización espontánea es independiente de la orientación así como del campo aplicado. La anisotropía magnética significa que la energía de un sólido magnético depende de la orientación de la magnetización por lo que podemos escribir la siguiente expresión:

$$\vec{M} = M_s(\sin \theta \sin \phi \vec{e}_x + \sin \theta \cos \phi \vec{e}_y + \cos \theta \vec{e}_z), \quad (\text{A.1.11})$$

donde el vector unitario \vec{e}_z es paralelo al eje principal. Esto significa que la energía de anisotropía es función de los ángulos ϕ y θ . Fenomenológicamente, la energía de la anisotropía por unidad de volumen se puede expandir en términos de los ángulos ϕ y θ . Una expresión para la simetría tetragonal es:

$$\frac{E_a}{V} = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_2^{(2)} \sin^4 \theta \cos 4\phi + K_3 \sin^6 \theta + K_3^{(2)} \sin^6 \theta \cos 4\phi,$$

mientras la expresión para una simetría hexagonal tiene la forma siguiente:

$$\frac{E_a}{V} = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^6 \theta + K_3^{(3)} \sin^6 \theta \cos 6\phi, \quad (\text{A.1.12})$$

aquí las constantes de anisotropía, $K_m^{(n)}$ y K_m , muestran una jerarquía de cada una de las contribuciones a la anisotropía de orden m . Por definición la energía de la anisotropía permanece sin cambio alguno cuando se invierte la magnetización, $E_a(\vec{M}) = E_a(-\vec{M})$ de tal forma que no hay contribuciones de términos impares. Una forma más elegante de parametrizar la anisotropía magnética es utilizar los armónicos esféricos, los cuales son completos y ortonormales, con contribuciones de términos de sexto orden, produciendo así alrededor de 27 coeficientes para la anisotropía k_l , $k_{lm(s)}$ y $k_{lm(c)}$, donde $0 \leq m \leq 6$ y los índices entre paréntesis denotan ya sea el seno o el coseno del término correspondiente.

Una aproximación que frecuentemente se utiliza es despreciar la anisotropía en el plano en los cristales que tienen simetría uniaxial, de tal forma que la ecuación A.1.12 se transforma en:

$$\frac{E_a}{V} = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^6 \theta, \quad (\text{A.1.13})$$

y en términos de los coeficientes de la anisotropía, la ecuación A.1.13 anterior se convierte en:

$$\begin{aligned} \frac{E_a}{V} = & \frac{k_2}{2}(3 \cos^2 \theta - 1) + \frac{k_4}{8}(35 \cos^4 \theta - 30 \cos^2 \theta + 3) \\ & + \frac{k_6}{16}(231 \cos^6 \theta - 315 \cos^4 \theta + 105 \cos^2 \theta - 5), \end{aligned} \quad (\text{A.1.14})$$

la relación que existe entre las constantes de la anisotropía uniaxial y sus coeficientes son de la siguiente manera $K_1 = \frac{-3k_2}{2} - 5k_4 - \frac{21k_6}{2}$, $K_2 = \frac{35k_4}{8} + \frac{189k_6}{8}$ y $K_3 = \frac{-231k_6}{16}$. Comparandolos podemos observar que tanto K_m y k_{2m} se refieren a anisotropías de orden $2m$, aunque la mezcla de k_4 y k_6 con K_1 muestra que las constantes de la anisotropía involucran contribuciones de términos de mayor orden. Esto es una consecuencia de que los polinomios en las ecuaciones A.1.12-A.1.13 no son ortogonales. Otra anomalía que presenta la expansión en la ecuación A.1.12 y A.1.13 es la interferencia de los términos- ϕ que en cristales hexagonales y romboédros las contribuciones no uniaxiales de orden más bajo es el término K_3^2 en las ecuaciones A.1.12 y A.1.13 de tal forma que K_1 y K_2 son constantes de la anisotropía uniaxial que están bien definidas. El peso de las contribuciones a la anisotropía de orden mayor disminuyen con el incremento de la temperatura de tal forma que K_2 y K_3 se desprecian a menudo por arriba de la temperatura ambiente. Por lo tanto K_1 es la única contribución a la anisotropía y en consecuencia la dirección preferencial de la magnetización queda determinado por:

$$\frac{E_a}{V} = K_1 \sin^2 \theta, \quad (\text{A.1.15})$$

Para $K_1 > 0$ la dirección magnética fácil se encuentra a lo largo del eje z , al cual se le llama eje fácil de la anisotropía mientras si $K_1 < 0$ se tiene el plano fácil de la anisotropía donde la dirección magnética fácil se encuentra sobre el plano $x - y$.

En el caso de cristales cúbicos los términos que forman la expansión de la anisotropía por unidad de volumen son:

$$\frac{E_a}{V} = K_1^{(c)}(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2^2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2, \quad (\text{A.1.16})$$

donde $\alpha_1 = \cos\theta$, $\alpha_2 = \sin\theta \cos\phi$ y $\alpha_3 = \sin\theta \sin\phi$ son los cosenos de dirección de la magnetización. Un análisis de la ecuación anterior muestra que $K_1 > 0$ favorece el alineamiento de la magnetización a lo largo de la dirección (001) del cubo. Por otro lado $K_1 < 0$ corresponde a una alineación a lo largo de la dirección (111) del cubo. Comparando las ecuaciones A.1.12 y A.1.13 con la ecuación A.1.14 obtenemos que $K_1 = K^{(c)1}$, $K_2 = \frac{-7K_1^{(c)}}{8} + \frac{K_2^{(c)}}{8}$, $K_2^{(2)} = \frac{-K_1^{(c)}}{8} - \frac{K_2^{(c)}}{8}$, $K_3 = \frac{-K^{(c)2}}{8}$ y $K_3^{(2)} = \frac{K^{(c)2}}{8}$. De estas ecuaciones podemos ver que $K_1 = K_1^{(c)}$ pero $K_2 \neq K_2^{(c)}$. En magnetos cúbicos $k_2 = 0$ y $K_1 \neq 0$ debido a las contribuciones a la anisotropía de los términos de orden mayor.

La energía de un ferromagneto depende de la dirección de la magnetización relativa con respecto a los ejes estructurales del material. Esta dependencia, resulta básicamente de la interacción espín-órbita, y queda descrita por la energía de la anisotropía. En este rubro podemos distinguir entre las anisotropías cristalinas de la estructura cristalina intacta y las anisotropías inducidas que describen los efectos provocados por defectos de red o por tener un ordenamiento atómico parcial. Los efectos de la forma no pertenecen a los términos de la anisotropía si no que forman parte de la energía del campo de desmagnetización.

La anisotropía magnetocristalina es la única contribución que es intrínseca al material cuyo origen es a nivel atómico. Primero, en materiales con anisotropía grande existe un fuerte acoplamiento entre el espín y el momento angular orbital dentro del átomo. Además los orbitales atómicos son en general no esféricos. Debido a sus formas las órbitas prefieren encontrarse en ciertas direcciones cristalográficas preferenciales. El acoplamiento espín-órbita asegura una dirección preferida para la magnetización llamada la dirección fácil. Si deseamos rotar la magnetización lejos de ésta dirección fácil será necesario emplear cierta cantidad de energía, es decir, energía de anisotropía y como puede esperarse depende de la estructura de la red.

A.1.3. Energía de Zeeman

La energía de Zeeman cuantifica la influencia del campo externo aplicado \mathbf{H}_{ext} , que puede variar tanto en el espacio como en el tiempo, es decir, $\mathbf{H}_{\text{ext}} = \mathbf{H}_{\text{ext}}(\vec{\mathbf{r}}, \mathbf{t})$. Debido a

este campo la magnetización se alinear  en la direcci3n del campo \mathbf{H}_{ext} .

$$\mathbf{H}_{\text{zeeman}} = -\mu_0 \int \vec{\mathbf{M}} \cdot \vec{\mathbf{H}}_{\text{ext}} dV = -\mu_0 M_s \int \vec{\mathbf{m}}(\vec{\mathbf{r}}) \cdot \vec{\mathbf{H}}_{\text{ext}}(\vec{\mathbf{r}}) dV, \quad (\text{A.1.17})$$

donde $\mu_0 = -4\pi \times 10^{-7} \text{Henry}/m$ es la permeabilidad del vacío.

A.1.4. Energía magnetoestática

La materia magnetizada está caracterizada por el hecho de que por sí misma puede producir un campo magnético en todo el espacio exterior, como una consecuencia de su estructura at3mica. Las corrientes microsc3picas responsables del campo son derivados de movimientos electr3nicos en el interior de los átomos y del momento angular de espín de los electrones. Consideremos el caso donde la magnetizaci3n de un sistema dado se conoce, no pondremos atenci3n alguna al proceso que lleva a tal situaci3n, s3lo asumiremos que conocemos la distribuci3n espacial de la magnetizaci3n $M(\vec{\mathbf{r}})$ y busquemos conocer el campo magnético creado por esta distribuci3n de la magnetizaci3n. Para este fin, consideremos la soluci3n de las ecuaciones de Maxwell en una regi3n del espacio donde no existen corrientes de conducci3n, por lo tanto tenemos que:

$$\nabla \cdot \vec{\mathbf{B}}_m = 0, \quad (\text{A.1.18})$$

$$\nabla \times \vec{\mathbf{H}}_m = 0, \quad (\text{A.1.19})$$

d3nde el subíndice m significa que estos campos son consecuencia de la existencia de una cierta distribuci3n de la magnetizaci3n en el sistema. Por otro lado estas ecuaciones se pueden reescribir de la siguiente manera:

$$\nabla \cdot \vec{\mathbf{H}}_m = \rho_m, \quad (\text{A.1.20})$$

$$\nabla \times \vec{\mathbf{H}}_m = 0, \quad (\text{A.1.21})$$

donde:

$$\rho_m = -\nabla \cdot \vec{\mathbf{M}}, \quad (\text{A.1.22})$$

Las ecuaciones A.1.21 y A.1.22 son desde un punto de vista matemático idénticas al caso electrostático. La ecuación A.1.22 juega el papel de la densidad de carga magnética. Apartir de lo anterior podemos introducir el potencial escalar magnético, ϕ_m , definido por la relación:

$$\vec{\mathbf{H}}_m = -\nabla\phi_m, \quad (\text{A.1.23})$$

el cual garantiza que $\nabla \times \vec{\mathbf{H}}_m = 0$. De la ecuación A.1.21 vemos que ϕ_m obedece la ecuación de Poisson:

$$\nabla^2\phi_m = -\rho_m, \quad (\text{A.1.24})$$

cuya solución viene dada por:

$$\phi_m(\vec{\mathbf{r}}) = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{\nabla \cdot \vec{\mathbf{M}}(\vec{\mathbf{r}}') d^3\mathbf{r}'}{|\vec{\mathbf{r}} - \vec{\mathbf{r}}'|}, \quad (\text{A.1.25})$$

En el caso de un sistema finito la magnetización sufre variaciones en la superficie del sistema ya que afuera del mismo la magnetización es nula evidentemente $\mathbf{M} = 0$, lo que produce contribuciones separadas en la integral de la ecuación A.1.25. En el caso idealizado dónde la magnetización cambia abruptamente a cero en la frontera del sistema, la ecuación A.1.25 toma la forma siguiente:

$$\phi_m(\vec{\mathbf{r}}) = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{\nabla \cdot \vec{\mathbf{M}}(\vec{\mathbf{r}}') d^3\mathbf{r}'}{|\vec{\mathbf{r}} - \vec{\mathbf{r}}'|} + \frac{1}{4\pi} \int \frac{\vec{\mathbf{n}} \cdot \vec{\mathbf{M}}(\vec{\mathbf{r}}') da'}{|\vec{\mathbf{r}} - \vec{\mathbf{r}}'|}, \quad (\text{A.1.26})$$

donde la primera integral es una integral sobre el volumen del cuerpo mientras que la segunda es una integral sobre toda la superficie del sistema. $\vec{\mathbf{n}}$ es un vector normal unitario a la superficie del sistema. Tanto las corrientes superficiales como las cargas superficiales se forman no solamente en la superficie del cuerpo sino que en general siempre que la magnetización exhiba alguna discontinuidad. Tanto \mathbf{H}_m como \mathbf{B}_m satisfacen relaciones particulares de discontinuidad. En particular \mathbf{H}_m se tiene que através de la superficie

donde la magnetización sufre una discontinuidad de un valor \mathbf{M}_1 a otro \mathbf{M}_2 , ϕ_m y la componente tangencial de \mathbf{H}_m a la superficie son continuas mientras que \mathbf{H}_m perpendicular a la superficie satisface la relación $\rho_m = \vec{\mathbf{n}} \cdot (\vec{\mathbf{M}}_2 - \vec{\mathbf{M}}_1)$.

De la ecuación A.1.23 tenemos que el campo creado por el sistema es:

$$\begin{aligned} \vec{\mathbf{H}}_m(\vec{\mathbf{r}}) = & -\frac{1}{4\pi} \int \frac{\nabla \cdot \vec{\mathbf{M}}(\vec{\mathbf{r}}')(\vec{\mathbf{r}} - \vec{\mathbf{r}}')d^3\mathbf{r}'}{|\vec{\mathbf{r}} - \vec{\mathbf{r}}'|^3} \\ & + \frac{1}{4\pi} \int \frac{\vec{\mathbf{n}} \cdot \vec{\mathbf{M}}(\vec{\mathbf{r}}')(\vec{\mathbf{r}} - \vec{\mathbf{r}}')da'}{|\vec{\mathbf{r}} - \vec{\mathbf{r}}'|^3}, \end{aligned}$$

Por lo que la energía del campo de magnetización viene dada en forma integral como:

$$\begin{aligned} E_m = & -\frac{\mu_0}{2} \int (\vec{\mathbf{M}} \cdot \vec{\mathbf{H}}_m d^3\mathbf{r} = \\ & -\frac{\mu_0}{2} \left(\int \rho_m(\vec{\mathbf{r}})\phi_m(\vec{\mathbf{r}})d^3\mathbf{r} + \int \sigma_m(\vec{\mathbf{r}})\phi_m(\vec{\mathbf{r}})da \right), \end{aligned} \quad (\text{A.1.27})$$

dónde:

$$\rho_m(\vec{\mathbf{r}}) = \nabla \cdot \vec{\mathbf{M}}(\vec{\mathbf{r}}) \quad \text{y} \quad \sigma_m(\vec{\mathbf{r}}) = \vec{\mathbf{n}} \cdot \vec{\mathbf{M}}(\vec{\mathbf{r}}), \quad (\text{A.1.28})$$

A.1.5. Energía total

En micromagnetismo, es común partir de la funcional para la energía libre de Gibbs:

$$E_{total} = \int (E_{\text{exchange}} + E_{\text{anisotropía}} + E_{\text{zeeman}} + E_{\text{magnetoestática}})d^3r, \quad (\text{A.1.29})$$

dónde:

$$E_{\text{total}} = \int \left(A_{\text{exch}} [\nabla \vec{\mathbf{m}}(\vec{\mathbf{r}})]^2 \right) d^3 \mathbf{r}, \quad (\text{A.1.30})$$

es la energía de intercambio,

$$E_{\text{zeeman}} + E_{\text{magnetoestática}} = \int \left(-\frac{\mu_0}{2} (\vec{\mathbf{M}} \cdot \vec{\mathbf{H}}_{\text{m}}) + \mu_0 \vec{\mathbf{M}} \cdot \vec{\mathbf{H}}_{\text{ext}} \right) d^3 \mathbf{r}$$

representan las interacciones magnetoestáticas y

$$E_{\text{anisotropía}} = \int \left((K_1 + 2K_2) \frac{(\vec{\mathbf{n}} \cdot \vec{\mathbf{M}})^2}{M_s^2} - K_2 \frac{(\vec{\mathbf{n}} \cdot \vec{\mathbf{M}})^4}{M_s^4} \right) d^3 \mathbf{r},$$

es la energía de anisotropía. Aquí $\vec{\mathbf{n}}$ denota el vector unitario de la dirección de la anisotropía local y A es la constante de intercambio que da información sobre las desviaciones desde el estado de magnetización homogéneo. Los parámetros A , K_1 , K_2 , M_s y $\vec{\mathbf{M}}$ son funciones de $\vec{\mathbf{r}}$ por lo que las ecuaciones se aplican a materiales homogéneos y no homogéneos.

A.2. Estados de equilibrio en un ferromagneto

Partiendo de la funcional de la energía libre de Gibbs, estamos interesados en aquellos estados que se encuentran en equilibrio. Una cierta configuración magnética está caracterizada por la distribución de la magnetización:

$$\vec{\mathbf{m}} = \left(\vec{\mathbf{m}}(\vec{\mathbf{r}}) \mid \vec{\mathbf{r}} \in V, \mid \vec{\mathbf{m}} \mid = 1 \right), \quad (\text{A.2.31})$$

será un estado de equilibrio de un sistema ferromagnético si minimiza la funcional para la energía libre. Por lo tanto las ecuaciones que debe satisfacer cualquier estado de equilibrio se obtienen apartir del principio variacional:

$$\delta E_{\text{total}}[\vec{\mathbf{m}}] = 0 \quad (\text{A.2.32})$$

$$, \delta^2 E_{\text{total}}[\vec{\mathbf{m}}] > 0 , \quad (\text{A.2.33})$$

Una pequeña variación de la magnetización $\vec{\mathbf{m}} \rightarrow \vec{\mathbf{m}} + \delta\vec{\mathbf{m}}$ ($(\delta\vec{\mathbf{m}})^2 \rightarrow 0$), implica una variación de la energía total también:

$$\delta E_{\text{total}}[\vec{\mathbf{m}}] = E_{\text{total}}[\vec{\mathbf{m}} + \delta\vec{\mathbf{m}}] - E_{\text{total}}[\vec{\mathbf{m}}]. \quad (\text{A.2.34})$$

Por lo que las variaciones para cada una de las contribuciones a la energía total vienen dadas por:

- Energía de intercambio:

$$\delta E_{\text{intercambio}} = 2A_{\text{intercambio}} \left[\int \delta\vec{\mathbf{m}} \cdot \frac{\partial\vec{\mathbf{m}}}{\partial\vec{\mathbf{n}}} d^2\mathbf{r} - \int \delta\vec{\mathbf{m}} \cdot \Delta\vec{\mathbf{m}} d^3\mathbf{r} \right] \quad (\text{A.2.35})$$

- Anisotropía magnetocristalina:

$$\delta E_{\text{anisotropía}} = \int \left[\frac{2(K_1 + 2K_2)(\vec{\mathbf{n}} \cdot \vec{\mathbf{M}})}{M_s^2} - 4K_2 \frac{(\vec{\mathbf{n}} \cdot \vec{\mathbf{M}})^3}{M_s^2} \right] (\vec{\mathbf{n}} \cdot \delta\mathbf{M}) d^3\mathbf{r} \quad (\text{A.2.36})$$

- Energía de Zeeman

$$\delta E_{\text{zeeman}} = -\mu_0 M_s \int \delta\vec{\mathbf{m}}(\vec{\mathbf{r}}) \cdot \vec{\mathbf{H}}_{\text{ext}}(\vec{\mathbf{r}}) d^3\mathbf{r} \quad (\text{A.2.37})$$

- Energía de desmagnetización o magnetoestática

$$\delta E_{\text{magnetoestática}} = -\mu_0 M_s \int \delta\vec{\mathbf{m}}(\vec{\mathbf{r}}) \cdot \vec{\mathbf{H}}_{\text{magnetoestática}}(\vec{\mathbf{r}}) d^3\mathbf{r} \quad (\text{A.2.38})$$

Por lo que la variación de la energía total nos queda como:

$$\begin{aligned} \delta E_{\text{total}} = -\mu_0 M_s \int \delta \vec{\mathbf{m}} \cdot \left[\frac{2A_{\text{intercambio}}}{\mu_0 M_s} \Delta \vec{\mathbf{m}} + 2(K_1 + 2K_2) \vec{\mathbf{n}} \cdot \vec{\mathbf{m}}(\vec{\mathbf{r}}) \right. \\ \left. - 4K_2 (\vec{\mathbf{n}} \cdot \vec{\mathbf{m}}(\vec{\mathbf{r}}))^3 + \vec{\mathbf{H}}_{\text{ext}} + \vec{\mathbf{H}}_{\text{magnetoestática}} \right] d^3 \mathbf{r} \\ + 2A_{\text{intercambio}} \int (\delta \vec{\mathbf{m}} \cdot \frac{\partial \vec{\mathbf{m}}}{\partial \vec{\mathbf{n}}}) d^2 \mathbf{r} \end{aligned} \quad (\text{A.2.39})$$

donde la integral de superficie se calcula sobre toda la superficie S que limita el volumen V del sistema y $\vec{\mathbf{n}}$ es un vector unitario que es perpendicular a la superficie. La conservación de la norma del vector de la magnetización $|\vec{\mathbf{m}}|^2 = 1$ implica que $\delta \vec{\mathbf{m}} \perp \vec{\mathbf{m}}$ por lo que podemos poner $\delta \vec{\mathbf{m}} = \delta \theta \times \vec{\mathbf{m}}$ donde $\delta \theta$ es un vector arbitrario que describe la rotación de $\vec{\mathbf{m}}$ de un pequeño ángulo $|\delta \theta|$ alrededor de un eje en la dirección de $\delta \theta$. Considerando lo anterior la variación de la energía total queda como:

$$\begin{aligned} \delta E_{\text{total}} = -\mu_0 M_s \int \left(\vec{\mathbf{m}} \times \vec{\mathbf{H}}_{\text{efectivo}} \right) \cdot \delta \theta d^3 \mathbf{r} \\ + 2A_{\text{intercambio}} \int \left(\vec{\mathbf{m}} \times \frac{\partial \vec{\mathbf{m}}}{\partial \vec{\mathbf{n}}} \cdot \delta \theta \right) d^2 S, \end{aligned} \quad (\text{A.2.40})$$

donde:

$$\begin{aligned} \vec{\mathbf{H}}_{\text{efectivo}} = \left[\frac{2A_{\text{intercambio}}}{\mu_0 M_s} \Delta \vec{\mathbf{m}} + 2(K_1 + 2K_2) \vec{\mathbf{n}} \cdot \vec{\mathbf{m}}(\vec{\mathbf{r}}) \right. \\ \left. - 4K_2 (\vec{\mathbf{n}} \cdot \vec{\mathbf{m}}(\vec{\mathbf{r}}))^3 + \vec{\mathbf{H}}_{\text{ext}} + \vec{\mathbf{H}}_{\text{magnetoestática}} \right], \end{aligned} \quad (\text{A.2.41})$$

donde $\vec{\mathbf{H}}_{\text{efectivo}}$ juega el papel de un campo local. De la termodinámica se sabe que el campo efectivo es proporcional a la derivada de la energía total con respecto a la magnetización:

$$\vec{\mathbf{H}}_{\text{efectivo}} = -\frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\delta E_{\text{total}}}{\delta \vec{\mathbf{m}}} \quad (\text{A.2.42})$$

si la variación en la energía total es cero $\delta E_{total} = 0$ implica que las dos contribuciones descritas en la ecuación A.2.40 se anulan simultáneamente. El término que involucra a la integral de volumen conduce a la condición para la torca:

$$\left[\vec{\mathbf{m}} \times \vec{\mathbf{H}}_{\text{efectivo}} \right] (\vec{\mathbf{r}}) = 0, \forall \vec{\mathbf{r}} \in V, \quad (\text{A.2.43})$$

y del término que involucra a la superficie S obtenemos que:

$$\left[\vec{\mathbf{m}} \times \frac{\partial \vec{\mathbf{m}}}{\partial \vec{\mathbf{n}}} \right] (\vec{\mathbf{r}}) = 0, \forall \vec{\mathbf{r}} \in S, \quad (\text{A.2.44})$$

puesto que $|\vec{\mathbf{m}}|^2 = 1$ sobre la superficie entonces $\vec{\mathbf{m}} \cdot \frac{\partial \vec{\mathbf{m}}}{\partial \vec{\mathbf{n}}} = 0 \Rightarrow \vec{\mathbf{m}} \perp \frac{\partial \vec{\mathbf{m}}}{\partial \vec{\mathbf{n}}}$ y $\vec{\mathbf{m}} \times \frac{\partial \vec{\mathbf{m}}}{\partial \vec{\mathbf{n}}} = 0 \Rightarrow \vec{\mathbf{m}} \parallel \frac{\partial \vec{\mathbf{m}}}{\partial \vec{\mathbf{n}}}$ donde $\frac{\partial \vec{\mathbf{m}}}{\partial \vec{\mathbf{n}}}(\vec{\mathbf{r}}) = 0, \vec{\mathbf{r}} \in S$. Las ecuaciones A.2.43 y A.2.44 son las bien conocidas ecuaciones de Brown. Las ecuaciones A.2.43 y A.2.44 nos dan los estados de equilibrio y son realmente ecuaciones integro-diferenciales donde las derivadas parciales son de orden dos porque la expresión para el campo efectivo incluye a través del término de intercambio las derivadas parciales de orden dos para la magnetización. El hecho de que la magnitud de la magnetización se conserve causa que las ecuaciones sean no lineales en los términos para los campos no locales (Intercambio y Magnetoestática) implicando el acoplamiento de los componentes de la magnetización.

En el contexto del campo efectivo local $\vec{\mathbf{H}}_{\text{efectivo}}$ las ecuaciones micromagnéticas indican que en estado de equilibrio tanto la magnetización $\vec{\mathbf{m}}$ como el campo efectivo $\vec{\mathbf{H}}_{\text{efectivo}}$ se encuentran alineados en cada punto del sistema es decir $\vec{\mathbf{m}} \parallel \frac{\partial \vec{\mathbf{m}}}{\partial \vec{\mathbf{n}}}$. Por otro lado el campo efectivo no está definido de manera única ya que es posible sumar un término proporcional a la magnetización $\vec{\mathbf{m}}$ tal que $\vec{\mathbf{H}}_{\text{efectivo}} \rightarrow \vec{\mathbf{H}}_{\text{efectivo}} + C\vec{\mathbf{m}}$, donde C es una constante y de la ecuación A.2.45 puede verse que la torca se anula también:

$$\left[\vec{\mathbf{m}} \times \vec{\mathbf{H}}_{\text{efectivo}} \right] (\vec{\mathbf{r}}) = \left[\vec{\mathbf{m}} \times (\vec{\mathbf{H}}_{\text{efectivo}} + C\vec{\mathbf{m}}) \right] (\vec{\mathbf{r}}) = 0, \quad (\text{A.2.45})$$

A.3. Ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert

Las ecuaciones de Brown A.2.43 y A.2.44 nos permiten acceder a los estados de equilibrio sin necesidad de conocer las trayectorias que aseguran el paso de un estado estable a otro. Los aspectos dinámicos de la evolución temporal de la magnetización entre los estados de equilibrio han demandado la introducción de una ecuación que permita describir el movimiento de la magnetización. Esta ecuación se le conoce como la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG).

Cuando un campo magnético homogéneo externo \vec{H} actúa sobre un momento magnético \vec{M} ejercerá una torca igual a:

$$\vec{\tau} = \vec{M} \times \mu_0 \vec{H}, \quad (\text{A.3.46})$$

fuera del equilibrio $\vec{\tau} \neq 0$, la reacción giromagnética del momento magnético viene descrita por:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \mu_0 \left(\vec{M} \times \vec{H} \right), \quad (\text{A.3.47})$$

donde γ representa el factor giromagnético $\gamma = \frac{g|e|}{2m_e} > 0$ donde $|e|$ es el valor absoluto de la carga del electrón, m_e la masa del electrón y g es el factor de Landé que para la mayoría de los materiales ferromagnéticos toma el valor de 2. Esta ecuación describe el movimiento de precesión de la magnetización \vec{M} dentro del campo \vec{H} . Este movimiento conserva en el tiempo la magnitud de la magnetización $|\vec{M}| = M_s$ y la inclinación de la magnetización con respecto al campo. El movimiento periódico se efectúa con una periodicidad de $T_0 = \frac{2\pi}{\gamma(\mu_0 H)}$, que por ejemplo, para un campo de 1 mT la periodicidad es de 35 ns y el movimiento de precesión es indefinido cuando no existe ningún mecanismo de disipación presente. Por el contrario, las evidencias experimentales muestran que si el campo externo es suficientemente grande la magnetización se alinea paralelamente al campo magnético inicial. Así cuando la saturación es alcanzada la precesión se detiene ya que en este caso $\vec{M} \times \vec{H} = 0$. La ecuación A.3.47 no es capaz de explicar el cambio en la inclinación de la magnetización debido a la presencia de un campo, y para corregir este aspecto es necesario introducir un término fenomenológico disipativo del tipo Rayleigh:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma\mu_0 \left(\vec{M} \times \vec{H} \right) + \frac{\alpha}{M_s} \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right), \quad (\text{A.3.48})$$

donde α es el coeficiente de amortiguamiento que indica la razón de pérdida energética. La ecuación A.3.48 es conocida como la ecuación de Gilbert la cuál se transforma en el límite de un amortiguamiento débil a la forma propuesta por Landau y Lifshitz:

$$(1 + \alpha^2) \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma\mu_0 \left(\vec{M} \times \vec{H} \right) - \frac{\alpha\gamma\mu_0}{M_s} \left(\vec{M} \times \vec{M} \times \vec{H} \right), \quad (\text{A.3.49})$$

las ecuaciones anteriores válidas para un campo externo \vec{H} son generalizaciones del caso para un campo local efectivo $\vec{H}_{efectivo}$ A.2.42. La ecuación A.3.49 se reduce a

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = - \left(\vec{m} \times \vec{H}_{efectivo} \right) - \alpha \left(\vec{m} \times \vec{m} \times \vec{H}_{efectivo} \right), \quad (\text{A.3.50})$$

cuando se hace el cambio de variable $t \rightarrow \frac{t\gamma\mu_0}{(1+\alpha^2)}$ de aquí se obtienen tres ecuaciones uno por cada componente de la magnetización. El movimiento de la magnetización descrita por la ecuación de LLG (A.3.49) continúa conservando la magnitud de la magnetización $|\vec{m}| = 1$ aún después de introducir un término de relajación. El coeficiente de amortiguamiento α que describe globalmente la disminución de la energía total de un sistema ferromagnético por intervención de los diversos mecanismos de relajación es un parámetro no muy bien conocido. En el caso de los materiales ferromagnéticos α no es constante y depende de manera no lineal de la magnetización. La información sobre el valor del coeficiente de amortiguamiento se puede obtener a partir de mediciones realizadas a partir de resonancia magnética. Normalmente en los cálculos las hipótesis fijan el valor del coeficiente de amortiguamiento entre 0,1 y 1. Un valor de α cercano al valor de amortiguamiento crítico provoca un aumento en la velocidad del cálculo. Cuando el problema micromagnético se limita a los estados de equilibrio el término de precesión es tenue y regresamos a la aproximación de amortiguamiento infinito.

Apéndice B

Modelamiento computacional

B.0.1. Análisis Teórico

Antes de que se difundiera el uso del modelamiento micromagnético la mayoría de los estudios se realizaban de forma analítica. Hoy en día, se realiza una gran cantidad de trabajo en el marco analítico, en el caso de sistemas con las condiciones más simples no es difícil proponer un modelo analítico de manera directa que describa tal sistema, por ejemplo, las partículas de un solo dominio. Inicialmente la investigación se enfocaba a partículas de diferentes tamaños y formas geométricas donde las paredes entre los dominios no se consideraban. Stoner y Wohlfarth realizaron mucha de su investigación en la teoría analítica de partículas de un solo dominio, y presentaron una expresión para la rotación coherente vía switching [7] en la ausencia de perturbaciones térmicas. Otros modos de switchings también han sido estudiados [8, 10]. Como la parte analítica ya ha sido desarrollada ahora se han estado considerando situaciones más complejas como es el caso de la nucleación en presencia de anisotropía magnetocristalina uniaxial y cúbica [11].

Otra ventaja de los modelos analíticos es que, asumiendo que ellos han sido obtenidos de manera correcta, nos permiten confirmar la validez de los resultados simulados. Por ejemplo, en [2, 3], los modelos analíticos retratan los estados bases de los elementos planos cuadrados y triangulares que fueron fabricados. En ambos casos, las pequeñas desviaciones de la magnetización uniforme se analizaron de manera analítica. Esto permite que las ecuaciones micromagnéticas sean linealizadas de alguna forma, lo que significa que es posible encontrar una solución única al problema. Por lo tanto, los estados bases de un sistema pueden ser descritos de manera analítica, produciendo un punto de referencia con el cuál los resultados numéricos puedan ser comparados.

Porter y colaboradores [12] han estudiado el comportamiento switching de una partícula de un solo dominio en un rango de amortiguamiento de bajo a cero. En la ausencia de amortiguamiento, los efectos dinámicos, son extramadamente importantes, mientras que la aplicación de un campo causa que este precese, permitiendo que el momento cruce la barrera de energía en el sistema simple de dos mínimos provocando un switching para campos más pequeños en magnitud que el valor teórico predicho por Stoner-Wohlfarth.

B.0.2. Ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert

Más que evaluar la energía del sistema, la ecuación de Landau-Lifshitz (LL) se utiliza para describir el movimiento de los momentos atómicos que forman el sistema [13]. La ecuación consiste de dos términos, el primero es un término precesional que permite describir el movimiento de la magnetización bajo la influencia de un campo magnético externo. Este movimiento se lleva a cabo de manera perpendicular tanto a la magnetización como al campo y por lo tanto se encuentra en la dirección $(-\vec{M} \times \vec{H})$. El segundo término describe el amortiguamiento del movimiento precesional el cuál ocurre en la dirección $\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H})$. Si γ_0 es la razón giromagnética y λ es el parámetro de amortiguamiento fenomenológico entonces [14]:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma_0 \left(\vec{M} \times \vec{H} \right) + \lambda \left(\vec{M} \times \vec{M} \times \vec{H} \right), \quad (\text{B.0.1})$$

donde \mathbf{H} es el campo efectivo que el momento experimenta. La ecuación de LL asume que el efecto del amortiguamiento es mínimo y que el término precesional es el que domina [1, 13]. Aunque, en muchos sistemas el amortiguamiento juega un papel importante y la suposición anterior no puede ser tomada en cuenta. Sin embargo, una teoría más general fue presentada por Gilbert y Kelly donde se considera el amortiguamiento del movimiento precesional así como también el movimiento que este induce. Por lo tanto, la ecuación de Langevin para espines clásicos tal como se considera a menudo en micromagnetismo, es la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) [15]. Dentro de este marco el efecto de la temperatura puede ser simulado si se añade un término fluctuante multiplicativo [16], actuando como un campo aleatorio adicional sobre los espines. Este campo está representado por un vector cuya dirección se distribuye de manera aleatoria tanto en el espacio como en el tiempo y donde su magnitud viene dada por una distribución Gaussiana centrada en cero [4].

B.1. Código público *OOMMF*

El objeto orientado al marco micromagnético (OOMMF, por sus siglas en inglés) es un ejemplo de un simulador de carácter público el cuál se encuentra disponible por internet [5]. Este código ha sido desarrollado por M. Donahue y D. Porter en el Laboratorio de Tecnología de la Información en el Instituto Nacional de Estándares y Tecnología (NIST).

B.1.1. Detalles del modelo

El núcleo del modelo contiene una ecuación tipo Landau-Lifshitz que considera la evolución completamente dinámica del sistema. Esto utiliza un solucionador de ecuaciones diferenciales ordinarias (ODE) para relajar espines en 3D sobre una malla cuadrada 2D, empleando la transformada rápida de Fourier (FFT) para calcular el campo de desmagnetización. La anisotropía, el campo magnético aplicado y la magnetización inicial se pueden variar puntualmente de tal forma que permita modelar elementos de cualquier forma. La convergencia del estado base puede ser medida por la torca total dentro del sistema; $\frac{|\vec{M} \times \vec{H}|}{M_s}$ es menor o igual a un valor crítico, entonces la torca se ha minimizado lo suficiente y por lo tanto el sistema se encuentra en un estado de equilibrio. Para una descripción mas detallada el lector puede consultar el material oficial de OOMMF [17].

B.1.2. Comparación entre la teoría analítica y el experimento

Mucha gente ha invertido una gran cantidad de tiempo en el desarrollo del código OOMMF; por otro lado existen una gran cantidad de grupos de investigación que generan y utilizan los datos de salida de este código. Por lo tanto, uno puede decir que los detalles del código son correctos. Sin embargo, esto no significa que los resultados obtenidos reproduzcan de manera consistente y exacta los datos experimentales. Por ejemplo, Dao *et al.* [9] han empleado el código para simular sus datos experimentales. Las curvas de histéresis de los discos fabricados a partir de un supermalloy (FeNiMo) con un rango de espesor entre 6 y 15 nm y diámetros entre 55 y 500 nm son los parámetros de sus datos que emplearon para sus simulaciones. De sus resultados se puede inferir que la forma general de las curvas de histéresis experimentales fueron reproducidas en las simulaciones. En elementos más grandes las fuerzas magnetoestáticas son las que dominan dando como consecuencia que el estado base natural sea un estado vórtice, mientras que para elementos con diámetros y espesores más pequeños el estado base natural es un solo dominio. Ellos también reportan

que los campos coercitivos simulados en puntos magnéticos de 150 nm son más grandes que sus contrapartes experimentales, Dao et al. especulan que una posible razón para esto es que los elementos de 150 nm se encuentran en la frontera entre la formación de un estado de un solo dominio y un estado tipo vórtice, por lo tanto un detalle más exacto de la geometría y la estructura granular del elemento real sería requerido para reproducir de manera exitosa los resultados experimentales. En elementos más pequeños que 150 nm la formación del estado tipo vórtice es impedido por las interacciones de intercambio y los elementos muestran una rotación libre de los espines del tipo Stoner-Wohlfarth mientras se mantiene el estado de un solo dominio. Sin embargo, los resultados simulados en estos elementos no concuerdan con los datos experimentales como lo hacen los elementos más grandes. En los resultados mostrados por Dao et al. el estado base correcto (un solo dominio y un estado tipo vórtice) siempre se pudo obtener de las simulaciones en un rango amplio de espesores y diámetros cuando se comparan con los datos experimentales correspondientes. Sin embargo, los detalles de la evolución de los estados magnéticos no siempre se reproducen. Este acuerdo cualitativo y no cuantitativo puede notarse en muchos artículos que intentan comparar sus resultados simulados con OOMMF con aquellos obtenidos del experimento en una gran cantidad de situaciones [18–21].

Bibliografía

- [1] W. F. Brown Jr., **Micromagnetics**, Interscience, New York, 1963.
- [2] R. P. Cowburn, and M. E. Welland, Phys. Rev. B, **58**, 9217 (1998). **Micromagnetics of the single-domain state of square ferromagnetic nanostructures.**
- [3] D. K. Kolstov, R. P. Cowburn, and M. E. Welland, J. Appl. Phys., **88**, 5315 (2000). **Micromagnetics of ferromagnetic equilateral triangular prisms.**
- [4] Josef Fidler and Thomas Schrefl, J. Phys. D: Appl. Phys., **33**, R135-R156 (2000). **Enhanced coercivity in submicrometer-sized ultrathin epitaxial dots with in plane magnetization.**
- [5] <http://math.nist.gov/oommf/>
- [6] W. F. Brown, J. Appl. Phys., **39**, 993 (1968). **Local-Moment Saturation in a Dilute Giant-Moment Alloy.**

-
- [7] E. Stoner and E. Wohlfarth, *Philos. T. Roy. Soc. A*, **240**, (826):599-642 (1948). **A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys.**
- [8] Fruchart O., Nozieres J. P., Wernsdorfer W., Givord D., Rousseaux F., and Decanini D. O., *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1305 (1999). **Enhanced Coercivity in Submicrometer-Sized Ultrathin Epitaxial Dots with In-Plane Magnetization.**
- [9] N. Dao, S. L. Whittenburg, and R. P. Cowburn, *J. Appl. Phys.*, **90**, 5235 (2001). **Micromagnetics simulation of deep-submicron supermalloy disks.**
- [10] E. Frei, S. Shtrikman and D. Treves, *Phys. Rev.*, **106** (3): 446-455 (1957). **Critical sized and nucleation field of ideal ferromagnetic particles.**
- [11] H. Schmidt and R. Ram. *J. Appl. Phys.*, **89** (1):507-513 (2001). **Coherent magnetization reversal of nanoparticles with crystal and shape anisotropy.**
- [12] D. Porter, *IEEE T. Magn.*, **34** (4):1663-1665 (1998). **Analytical determination of the LLG zero-damping critical switching field.**
- [13] S. Chikazumi, **Physics of ferromagnetism**, International Series of Monographs on Physics. Oxford Science, **94** (1997).
- [14] Aharoni A. 1996 **Introduction to the Theory of Ferromagnetism**, Clarendon Press, Oxford.
- [15] W. F. Brown, *Phys. Rev.*, **130** (5):1677-1688, June (1963). **Thermal Fluctuations of a single-domain particles.**
- [16] J. García-Palacios and F. Lázaro, *Phys. Rev. B*, **58** (22):14937-14958 (1998). **Langevin Dynamics Study of the Dynamical Properties of small magnetic particles.**
- [17] M. Donahue and D. Porter, **OOMMF User's Guide, version 1.0, Technical Report, NISTIR 6376**, National Institute of Standards and Technology, 1999.
- [18] N. Dao, S. Homer and S. Whittenburg, *J. Appl. Phys.*, **86** (6):3262-3264 (1994). **Micromagnetic Simulation of nanoshaped iron elements: Comparison with experiment.**

-
- [19] N. Dao *et al.*, J. Appl. Phys., **91** (10):8293-8295 (2002). **Magnetization reversal of elliptical Co/Cu/Co pseudo-spin value dots.**
- [20] M. Natali *et al.*, J. Appl. Phys., **91** (10):7041-7043 (2002). **Configuration anisotropy in square lattice of interacting cobalt dots.**
- [21] K. Y. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Sahima, and K. Fukamichi, Phys. Rev. B, **65**, 024414 (2002). **Magnetization reversal due to vortex nucleation, displacement, and annihilation in submicron ferromagnetic dot arrays.**

Artículos

- J. J. Torres-Heredia, F. López-Urías, E. Muñoz-Sandoval, J. Magn. Magn. Mater., **294**, E1-5 (2005).
Micromagnetic simulation of iron nanorings.
- F. López-Urías, J. J. Torres-Heredia, E. Muñoz-Sandoval, J. Magn. Magn. Mater., **294**, E7-12 (2005).
Magnetization patterns simulations of Fe, Ni, Co and permalloy individual nanomagnets.
- E. Muñoz-Sandoval, J. J. Torres-Heredia, F. López-Urías, J. Appl. Phys., **97**, 10E318 (2005).
Micromagnetic simulations of hysteresis loops in ferromagnetic Reuleaux's triangles.
- J. J. Torres-Heredia, F. López-Urías, E. Muñoz-Sandoval, aceptado en J. Magn. Magn. Mater., (2006)
Micromagnetic simulation of 200-nm cobalt nanorings with a Reuleaux triangular geometry.